

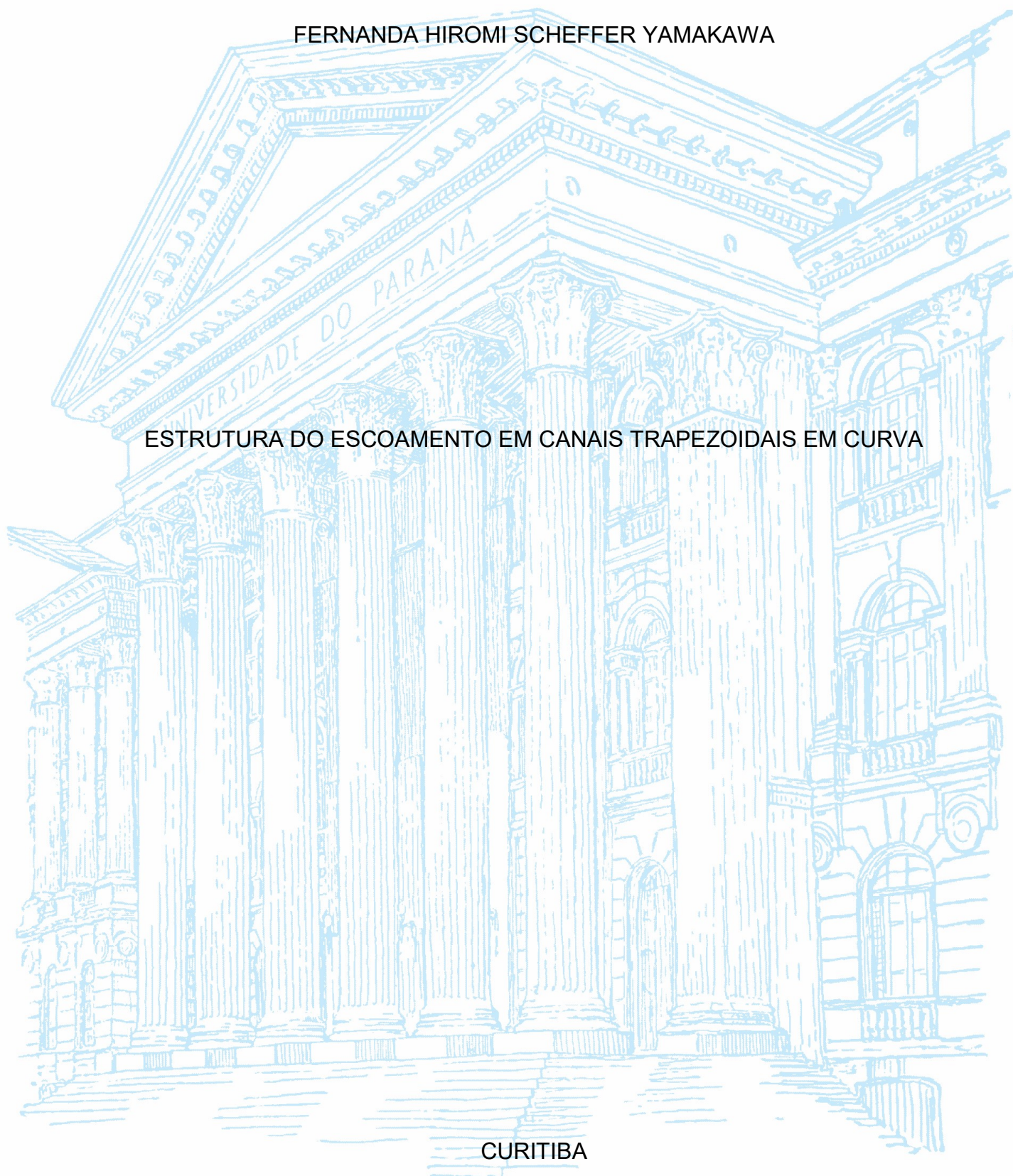
UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARANÁ

FERNANDA HIROMI SCHEFFER YAMAKAWA

ESTRUTURA DO ESCOAMENTO EM CANAIS TRAPEZOIDAIS EM CURVA

CURITIBA

2015



FERNANDA HIROMI SCHEFFER YAMAKAWA

ESTRUTURA DO ESCOAMENTO EM CANAIS TRAPEZOIDAIS EM CURVA

Dissertação apresentada ao Programa de Pós Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, Área de Concentração em Engenharia de Recursos Hídricos, Departamento de Hidráulica e Saneamento, Setor de Tecnologia, Universidade Federal do Paraná, como parte das exigências para a obtenção do título de Mestre em Engenharia de Recursos Hídricos.

Orientador: Prof. Dr. José Junji Ota

Coorientadora: Dra. Ingrid Illich

CURITIBA

2015

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELO SISTEMA DE BIBLIOTECAS/UFPR
BIBLIOTECA DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA

Y19e

Yamakawa, Fernanda Hiromi Scheffer

Estrutura do escoamento em canais trapezoidais em curva / Fernanda Hiromi Scheffer

Yamakawa. – Curitiba, 2015.

119 p. : il. color.

Dissertação - Universidade Federal do Paraná, Setor de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental, 2015.

Orientador: José Junji Ota.

Coorientadora: Ingrid Illich.

1. Escoamento. 2. Medição de velocidade. 3. Medição de turbulência. 4. Tensão tangencial.
I. Universidade Federal do Paraná. II. Ota, José Junji. III. Illich, Ingrid. IV. Título.

CDD: 551.48

Bibliotecária: Romilda Santos - CRB-9/1214

TERMO DE APROVAÇÃO

Fernanda Hiromi Scheffer Yamakawa

“Estrutura do Escoamento em Canais Trapezoidais em Curva”

Dissertação aprovada como requisito parcial à obtenção do grau de Mestre, pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Recursos Hídricos e Ambiental do Setor de Tecnologia da Universidade Federal do Paraná, pela comissão formada pelos professores:

PRESIDENTE:

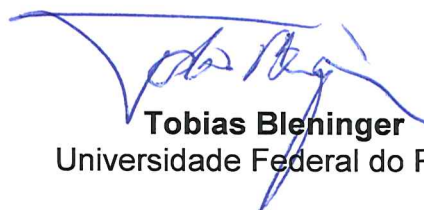


José Junji Ota
Universidade Federal do Paraná
Orientador

MEMBROS:



Ingrid Illich Müller
Instituto de Tecnologia Para Desenvolvimento, LACTEC
Co-Orientadora



Tobias Bleninger
Universidade Federal do Paraná



Julio Gomes
Universidade Federal do Paraná



Maurício Dziedzic
Universidade Positivo

Curitiba, 06 de outubro de 2015.

RESUMO

Este trabalho apresenta as características do escoamento em um canal trapezoidal em curva. Foram realizadas medições de velocidades em um canal experimental com equipamento ADV (*Acoustic Doppler Velocimeter*) nas três direções do escoamento. A partir dos dados coletados foram avaliadas as distribuições de velocidades e estatísticas turbulentas em diversas seções transversais. Os resultados indicaram a tendência do escoamento em se concentrar junto à margem interna das curvas, onde foram observadas as maiores velocidades e tensões tangenciais. As informações foram utilizadas para determinação da tensão tangencial no fundo através de três métodos: perfil logarítmico, tensões de Reynolds e energia cinética turbulenta. A comparação entre os métodos indicou que a aplicação do método do perfil logarítmico resulta nos maiores valores de tensões tangenciais. Os menores valores foram determinados pelo método da energia cinética turbulenta e algumas limitações relacionadas à aplicação desse método foram observadas.

Palavras-chave: escoamento em canais; medição de velocidade; medição de turbulência; tensão tangencial.

ABSTRACT

This study presents the flow characteristics in a curved trapezoidal channel. ADV velocity measurements were performed in the three directions of the flow at a laboratory channel. Velocity distributions and turbulent statistics at several transversal sections were analyzed from the collected data. Results indicated a tendency of the flow to concentrate at the inner bank, where high velocities and shear stresses were observed. Information from ADV was used to determine boundary shear stress by three methods: logarithmic profile, Reynolds stress and turbulent kinetic energy. Comparison between the methods indicated application of logarithmic profile method results in higher values of shear stress. Lowest values were determined by turbulent kinetic energy method and some limitations related to its application were observed.

Keywords: channel flow; velocity measurement; turbulence measurement; shear stress.

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Características do escoamento turbulento	21
Tabela 2.2 - Escalas de formação.....	23
Tabela 2.3 - Microescalas de Kolmogoroff.....	24
Tabela 2.4 – Distribuição de velocidade em escoamento turbulento	35
Tabela 3.1 - Rugosidade implantada no fundo e nas margens do canal.....	58
Tabela 3.2 – Características hidráulicas do escoamento	60
Tabela 4.1 - Níveis de água medidos ao longo do canal (cm).....	69
Tabela 4.2 – Determinação da tensão tangencial média na seção	81
Tabela A.1 – Faixas de velocidade do adv	118

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 -	Fluxo de massa passando pelo volume de controle na direção x	14
Figura 2.2 -	Tensões de superfície atuando no elemento de fluido	16
Figura 2.3 -	Esboço de escoamento turbulento	20
Figura 2.4 -	Cascata de turbulência	22
Figura 2.5 -	Espectro de energia	23
Figura 2.6 -	Faixa de equilíbrio do Espectro de energia	25
Figura 2.7 -	Separação da velocidade instantânea em média e flutuação	27
Figura 2.8 -	Campos de escoamento isotrópicos e anisotrópicos	29
Figura 2.9 -	Subdivisões do escoamento em canais	30
Figura 2.10 -	Distribuição de velocidades na região da parede	32
Figura 2.11 -	Distribuição de velocidades na região da parede para superfícies lisas e rugosas	34
Figura 2.12 -	Exemplo de padrão da superfície de água em um trecho de curva	37
Figura 2.13 -	Forças atuando sobre a coluna de fluido na curva	37
Figura 2.14 -	Escoamento em curva	38
Figura 2.15 -	Identificação de correntes secundárias no escoamento em curva	40
Figura 2.16 -	Distribuição de velocidades ao longo da curva de um rio	41
Figura 2.17 -	Diagrama de Shields	44
Figura 2.18 -	Variação da tensão tangencial crítica como função do ângulo de inclinação do talude, conforme equação (2-55)	46
Figura 2.19 -	Método do perfil logarítmico	48
Figura 2.20 -	Distribuição da tensão de Reynolds em um canal retangular	49
Figura 2.21 -	Distribuição típica da tensão de Reynolds em escoamentos	50
Figura 2.22 -	Quadrante de eventos e região limiar	51
Figura 2.23 -	Análise típica de registros de flutuação de velocidades e da sua	51
Figura 2.24 -	Distribuições de probabilidades das flutuações de velocidade e da sua contribuição para a tensão de Reynolds	52
Figura 2.25 -	Energia cinética ao longo de uma seção em um trecho em curva	54
Figura 2.26 -	Perfil de tensões tangenciais estimadas pela energia cinética	55
Figura 2.27 -	Relação linear entre variâncias (u'^2 , v'^2 , w'^2) e energia cinética turbulenta, TKE	56
Figura 3.1 -	Arranjo geral do Canal experimental	57
Figura 3.2 -	Seção transversal do canal	58
Figura 3.3 -	Definição do nível de referência	58
Figura 3.4 -	Alimentação do modelo	59
Figura 3.5 -	Restituição do modelo	59
Figura 3.6 -	Indicação das posições de medição do nível de água ao longo da	61
Figura 3.7 -	Croqui das verticais de medição na seção transversal	62
Figura 3.8 -	Posicionamento do equipamento ADV próximo ao contorno	62
Figura 3.9 -	Exemplo de série temporal de dados de velocidade adquiridos	63
Figura 3.10 -	Exemplo de histograma de dados de velocidade adquiridos pelo adv	63
Figura 3.11 -	Taxa de dados filtrados	65
Figura 3.12 -	Equipamento de medição desalinhado	66
Figura 4.1 -	Condições gerais do escoamento na região das curvas 1 e 2	68
Figura 4.2 -	Condições gerais do escoamento na região da curva 3	68

Figura 4.3 -	Níveis de água ao longo das margens esquerda e direita do canal e indicação das zonas de separação do escoamento.....	69
Figura 4.4 -	Distribuição de velocidades na seção A	71
Figura 4.5 -	Distribuição de velocidades na seção B	71
Figura 4.6 -	Distribuição de velocidades na seção C	72
Figura 4.7 -	Distribuição de velocidades na seção D	72
Figura 4.8 -	Distribuição de velocidades na seção E	73
Figura 4.9 -	Distribuição de velocidades na seção F.....	73
Figura 4.10 -	Distribuição de velocidades na seção G	74
Figura 4.11 -	Distribuição de velocidades médias ao longo do canal	75
Figura 4.12 -	Perfis de intensidade de turbulência	76
Figura 4.13 -	Nível de água médio na seção transversal ao longo do canal	80
Figura 4.14 -	Perfis de velocidade medidos ao longo do canal.....	82
Figura 4.15 -	Tensões tangenciais calculadas pelo método do perfil	86
Figura 4.16 -	Perfis de tensoes de reynolds medidos nas verticais	87
Figura 4.17 -	Distribuição dos tensores de reynolds $u'w'$, $u'v'$ e $v'w'$	91
Figura 4.18 -	Tensões tangenciais calculadas a partir do método das tensões de reynolds.....	92
Figura 4.19 -	Distribuição da energia cinética turbulenta e das variâncias de velocidade.....	93
Figura 4.20 -	Relação entre tensoes tangenciais determinadas pelo método das tensões de reynolds e energia cinética turbulenta	95
Figura 4.21 -	Tensões tangenciais calculadas a partir do método da energia cinética turbulenta ...	96
Figura 4.22 -	Relação entre variâncias e energia cinética turbulenta	97
Figura 4.23 -	Tensões tangenciais calculadas a partir do método da energia cinética turbulenta ...	98
Figura 4.24 -	Comparação entre as distribuições das tensões tangenciais	99
Figura 4.25 -	Comparação entre os metodos de determinação das temsões tangenciais.....	100
Figura 4.26 -	Comparação entre os métodos do perfil logarítmico e das tensões de reynolds	102
Figura 4.27 -	Comparação entre os métodos da energia cinética turbulenta e das tensões de reynolds	102
Figura 4.28 -	comparação entre o método da energia cinética turbulenta e sua variaçao (considerando apenas w'^2)	103
Figura A.1 -	Equipamento adv da marca SonTek	112
Figura A.2 -	Visão geral da sonda 10-mhz da marca SonTek	113
Figura A.3 -	Princípio de operação do ADV	114
Figura A.4 -	Definição do volume de amostra do adv	115
Figura A.5 -	Localização do volume de amostra	115
Figura A.6 -	Sistema de coordenadas cartesianas do adv	116
Figura A.7 -	Sistema de coordenadas dos dados de velocidade.....	117

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	11
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	13
2.1	EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DO MOVIMENTO DO FLUIDO	13
2.1.1	Equação da continuidade	13
2.1.2	Equações de Navier-Stokes	15
2.2	ESCOAMENTO TURBULENTO EM CANAIS	19
2.2.1	Conceito e noções fundamentais	20
2.2.2	Espectro de energia e Escalas de turbulência	21
2.2.3	Equações de Navier-Stokes com média de Reynolds	26
2.2.4	Tensor de Reynolds	27
2.2.5	Divisão do escoamento em camadas	29
2.3	ESCOAMENTO EM CURVAS DE CANAIS E RIOS	35
2.3.1	Superelevação da superfície de água	36
2.3.2	Correntes secundárias	40
2.3.3	Distribuição de velocidades ao longo da curva	41
2.3.4	Separação do escoamento e formação de vórtices	42
2.4	DETERMINAÇÃO DA TENSÃO TANGENCIAL	43
2.4.1	Método gravitacional	46
2.4.2	Método do perfil logarítmico	47
2.4.3	Método das tensões de Reynolds	48
2.4.4	Método da energia cinética turbulenta	53
3	MATERIAIS E MÉTODOS	57
3.1	INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL	57
3.2	METODOLOGIA	60
3.3	PROCESSAMENTO DOS DADOS DE VELOCIDADES	63
3.3.1	Filtragem	63
3.3.2	Correção	65
4	RESULTADOS	67
4.1	CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO	67
4.1.1	Padrões de velocidades	70
4.1.2	Padrões de intensidade de turbulência	76

4.1.3	Determinação da tensão tangencial	80
5	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	104
	REFERÊNCIAS	106
	ANEXO A - VELOCÍMETRO ACÚSTICO DOPPLER (ADV)	112

1 INTRODUÇÃO

O comportamento do escoamento em curvas de rios é estudado extensivamente devido à sua importância para a morfologia do sistema. O escoamento é assimétrico, havendo interação entre as correntes secundárias e o fluxo principal, o que afeta processos que influenciam sua geomorfologia, tais como erosão em margens, transporte de sedimentos, projetos de hidrovias, além de questões ambientais (habitat de micro-organismos; local de desova de peixes; processos reativos bacterianos, de algas e de fungos; movimentação de poluentes e metais pesados).

Uma descrição exata das características do escoamento e de suas influências no ecossistema auxilia no projeto, construção, controle e restauração de rios e canais. O conhecimento da tensão tangencial e da estrutura da turbulência próximo ao fundo e às margens do canal é essencial para o controle da erosão e do transporte de sedimentos.

Esta pesquisa tem por finalidade caracterizar o escoamento em canais em curvas. Medições com velocímetro acústico Doppler (ADV) foram utilizadas para investigar a distribuição temporal (velocidade média e flutuação de velocidade) e espacial (em profundidades diferentes, próximo à margem, a montante da curva, etc.) dos parâmetros de velocidade nas três direções do escoamento em um canal experimental.

A partir das informações coletadas com o ADV foi possível determinar o campo de velocidades e da turbulência (analisada através das tensões de Reynolds e da energia cinética turbulenta) ao longo do canal e verificar a influência das curvaturas sobre o escoamento. Os dados foram essenciais para a verificação das tensões tangenciais no canal, analisadas a partir de diferentes métodos.

O banco de dados gerado tem valor considerável para estudos quantitativos e qualitativos sobre a estrutura da turbulência em escoamentos em canais em curva e pode auxiliar na modelagem numérica, considerando o problema do fechamento de

modelos de turbulência. A análise das intensidades de turbulência, no entanto, não permitiu construir padrões de distribuição com a quantidade de informações coletadas.

Este trabalho contém os seguintes elementos:

- Enquadramento teórico sobre o tema através da apresentação das equações fundamentais do escoamento e suas características, tais como distribuição de velocidades e estatísticas turbulentas, essenciais para a determinação da tensão tangencial (Capítulo 2);
 - Descrição das instalações e instrumentação do canal experimental. O canal foi construído no laboratório do Centro de Hidráulica e Hidrologia Professor Parigot de Souza (Cehpar). Um velocímetro acústico Doppler (ADV) foi utilizado para coletar informações de velocidades em diversas posições ao longo do canal (Capítulo 3);
 - Apresentação e análise dos resultados experimentais a partir da comparação das teorias apresentadas no Capítulo 2. Foram avaliadas as estatísticas turbulentas, os campos de velocidades e as tensões tangenciais (Capítulo 4);
 - Considerações finais resumindo os principais resultados obtidos e recomendações para trabalhos futuros (Capítulo 5).
-

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Neste capítulo é apresentado o enquadramento teórico sobre escoamento turbulento em canais. Inicialmente, são introduzidas as equações fundamentais de movimento de fluidos e, na sequência, conceitos referentes à turbulência. Por fim, são apresentadas as características do escoamento em canais sinuosos, tais como padrões de escoamento e de erosão, superelevação do nível de água e distribuição transversal de velocidades.

2.1 EQUAÇÕES FUNDAMENTAIS DO MOVIMENTO DO FLUIDO

O movimento do fluido newtoniano, suposto incompressível e isotérmico, pode ser descrito pela equação da continuidade e pelas equações de Navier-Stokes¹. As deduções detalhadas das equações podem ser encontradas em Daily e Harleman (1966) e Schlichting (1979).

As equações são apresentadas para um sistema de coordenadas retangulares.

2.1.1 Equação da continuidade

A dedução da equação da continuidade é baseada na análise do fluxo de massa entrando e saindo de um volume de controle, conforme indicado na Figura 2.1, na qual apenas o fluxo de massa passando pela face perpendicular à direção x está indicado. Considerando o princípio de conservação de massa (a soma dos fluxos de massa passando por cada face do paralelepípedo deve ser igual à variação de massa no tempo), tem-se a equação geral da continuidade:

¹ Salienta-se que nos casos em que, além da densidade e da pressão do fluido, a temperatura também é uma variável, é necessário considerar a equação da termodinâmica de estado e a primeira lei da termodinâmica para a descrição do escoamento.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0 \quad (2-1)$$

Onde: ρ = densidade do fluido [ML^{-3}];
 u = velocidade do fluido na direção x [LT^{-1}];
 v = velocidade do fluido na direção y [LT^{-1}];
 w = velocidade do fluido na direção z [LT^{-1}].

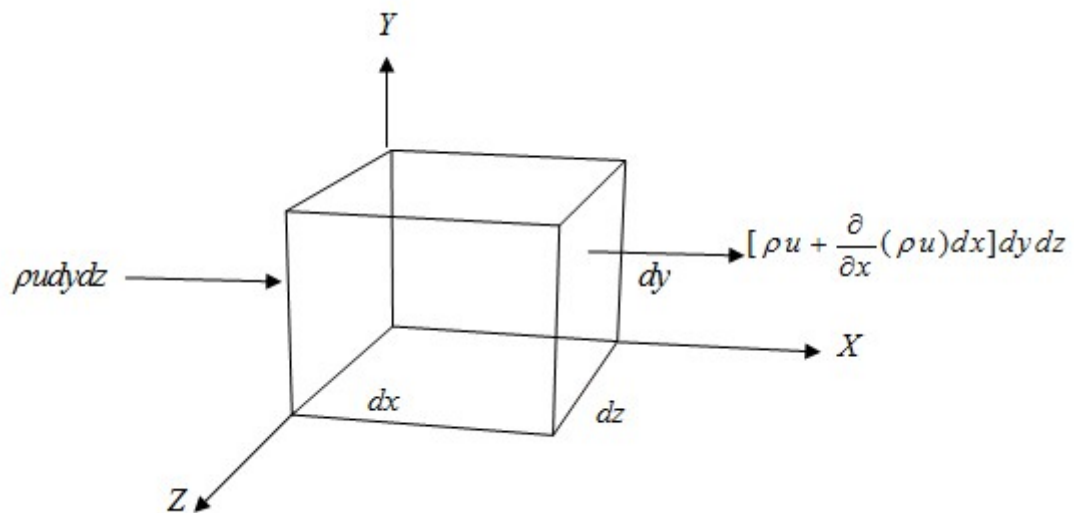


FIGURA 2.1 - FLUXO DE MASSA PASSANDO PELO VOLUME DE CONTROLE NA DIREÇÃO x
 FONTE: Adaptado de DAILY E HARLEMAN (1966)

Para o caso de escoamento incompressível (permanente ou não-permanente), em que a densidade ρ é constante, a equação da continuidade passa a ser:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2-2)$$

2.1.2 Equações de Navier-Stokes

As equações de Navier-Stokes representam o princípio da conservação da quantidade de movimento.

A dedução é feita a partir da aplicação da segunda lei de Newton sobre um elemento fluido de massa dm :

$$d\vec{F} = dm \left[u \frac{\partial \vec{U}}{\partial x} + v \frac{\partial \vec{U}}{\partial y} + w \frac{\partial \vec{U}}{\partial z} + \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} \right] \quad (2-3)$$

Onde: $\vec{U} = (u, v, w)$

Considerando a direção x , a força líquida atuando sobre o elemento é:

$$dF_x = dF_{Bx} + dF_{Sx}$$

Onde: F_x = força líquida na direção x [$ML^{-1}T^{-2}$];

F_B = força de campo [$ML^{-1}T^{-2}$];

F_S = força de superfície [$ML^{-1}T^{-2}$].

$$dF = dF_B + dF_S$$

A única força de campo atuante é a força de gravidade. Dessa forma, tem-se para a direção x :

$$dF_{Bx} = (\rho g_x) dx dy dz$$

Onde: g = aceleração da gravidade [LT^{-2}].

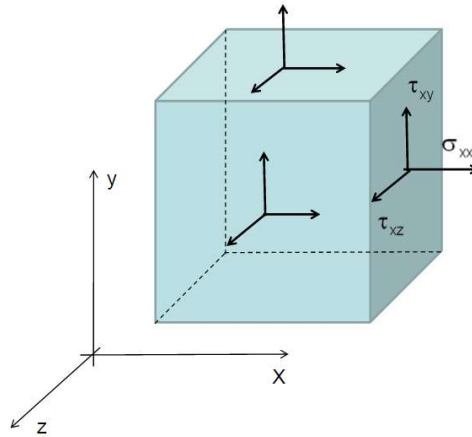


FIGURA 2.2 - TENSÕES DE SUPERFÍCIE ATUANDO NO ELEMENTO DE FLUIDO
FONTE: Adaptado de SCHLICHTING (1979)

As tensões de superfície correspondem a tensões normais σ e tensões tangenciais τ . A força de superfície líquida atuando na direção x , conforme apresentado na Figura 2.2, é:

$$dF_{Sx} = \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) dx dy dz$$

Onde:

- σ_{xx} = tensão normal atuante na face perpendicular ao eixo x na direção x [$ML^{-1}T^{-2}$];
- τ_{xy} = tensão tangencial atuante na face perpendicular ao eixo x na direção y [$ML^{-1}T^{-2}$];
- τ_{xz} = tensão tangencial atuante na face perpendicular ao eixo x na direção z [$ML^{-1}T^{-2}$].

Assim, a força líquida atuando na direção x é:

$$dF_x = dF_{Bx} + dF_{Sx}$$

$$dF_x = \left(\rho g_x + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} \right) dx dy dz \quad (2-4)$$

Similarmente, são obtidas as forças líquidas nas direções y e z :

$$dF_y = \left(\rho g_y + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} \right) dx dy dz \quad (2-5)$$

$$dF_z = \left(\rho g_z + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} \right) dx dy dz \quad (2-6)$$

Ao substituir as equações (2-4) a (2-6) nas componentes x , y e z da equação (2-3), são determinadas as equações diferenciais do movimento:

$$\rho g_x + \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial z} = \rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial t} \right) \quad (2-7)$$

$$\rho g_y + \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial z} = \rho \left(u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial t} \right) \quad (2-8)$$

$$\rho g_z + \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \sigma_{zz}}{\partial z} = \rho \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial t} \right) \quad (2-9)$$

Para um fluido Newtoniano, as tensões podem ser expressas em termos dos gradientes de velocidade e das propriedades dos fluidos:

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2-10)$$

$$\tau_{yz} = \tau_{zy} = \mu \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \quad (2-11)$$

$$\tau_{zx} = \tau_{xz} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right) \quad (2-12)$$

$$\sigma_{xx} = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right) \quad (2-13)$$

$$\sigma_{yy} = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (2-14)$$

$$\sigma_{zz} = -p - \frac{2}{3} \mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + 2\mu \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (2-15)$$

Onde: μ = viscosidade absoluta do fluido $[\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}]$;

p = pressão local $[\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}]$.

Assim, ao substituir as expressões (2-10) a (2-15) nas equações diferenciais de movimento (2-7) a (2-9), determinam-se as equações de movimento de Navier-Stokes:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] \quad (2-16)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] \quad (2-17)$$

$$\rho \frac{Dw}{Dt} = \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \mu \left[2 \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{2}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right] \right\} \quad (2-18)$$

Para o caso de escoamento incompressível, no qual a viscosidade pode ser considerada constante, as equações reduzem-se a:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2-19)$$

Onde: $i, j = [1, 2, 3]$ conforme notação indicial de Einstein;

$u_i = i^{\text{ésima}}$ componente da velocidade $[\text{LT}^{-1}]$;

$x_{i,j}$ = coordenadas espaciais $[\text{L}]$;

t = tempo $[\text{T}]$;

p = pressão $[ML^{-1}T^{-2}]$;

ν = viscosidade cinemática $[L^2T^{-1}]$.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \cdot \nabla u = F - \nabla p + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right)$$

2.2 ESCOAMENTO TURBULENTO EM CANAIS

Historicamente, a primeira descrição de vórtices em canais, ou seja, da turbulência, é designada a Leonardo da Vinci, cuja pesquisa foi baseada apenas em observações do escoamento. A Figura 2.3 mostra um exemplo típico dos desenhos de Leonardo da Vinci.

De acordo com Richter² (1970, citado por Ecke, 2005), Leonardo da Vinci, em 1507, chamou de “*la torbolenza*” o fenômeno ao qual observou e constatou que “o escoamento consiste em dois tipos de vórtices; um movimento de vórtice é promovido pelo fluxo principal, enquanto o outro é gerado intermitentemente pelo retorno do escoamento”.

A abordagem de Leonardo da Vinci de separar o escoamento em uma parte média e uma parte flutuante antecipou em 400 anos a chamada “decomposição de Reynolds”, conforme observado por Lumley (1992).

O estudo moderno da turbulência é usualmente datado a partir dos trabalhos de Osborne Reynolds (1842-1912). Através da injeção de corante em um escoamento de água em um duto circular, Reynolds observou os diferentes regimes de escoamento (laminar e turbulento).

² RICHTER, J. P. **The notebooks of Leonardo da Vinci**. New York: Dover, 1970.



FIGURA 2.3 - ESBOÇO DE ESCOAMENTO TURBULENTO
FONTE: DA VINCI (1510)

2.2.1 Conceito e noções fundamentais

Não é simples definir a turbulência precisamente. O conceito deve englobar todas as suas características e, devido à complexidade do fenômeno, algumas definições podem ser insuficientes. Cebeci e Smith (1974) consideraram os conceitos de Von Kármán, Hinze e Bradshaw em conjunto para definir adequadamente a turbulência.

Von Kármán³ (1937, citado por Hinze, 1959) definiu a turbulência como um movimento irregular do fluido, gerado pelo escoamento passando por superfícies sólidas ou por camadas de fluidos com diferentes velocidades escoando umas sobre as outras.

Muitos escoamentos irregulares, no entanto, não são turbulentos. Hinze (1959) considerou a turbulência como uma condição irregular do escoamento, no qual as variáveis são aleatórias no tempo e no espaço e podem ser diferenciadas estaticamente de seus valores médios.

³ VON KÁRMÁN, T. Turbulence. **J. Roy. Aeronaut. Soc.**, v 41, pp 1109, 1937.

Bradshaw (1971) definiu turbulência como um “movimento tridimensional, dependente do tempo, no qual a dissipação de vórtices causa a propagação de flutuação de velocidades para todas as escalas de comprimento entre um valor mínimo, determinado pela viscosidade, e um valor máximo, determinado pelas condições de contorno do escoamento”.

Alguns autores (Kundu e Cohen, 1990; Tennekes e Lumley, 1972), devido à dificuldade em fornecer uma definição precisa para a turbulência, preferem listar as características dos escoamentos turbulentos, conforme apresentado na tabela 2.1.

TABELA 2.1 - CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO TURBULENTO

<i>Característica</i>	<i>Implicação</i>
Aleatoriedade (ou irregularidade)	Impossibilita a análise da turbulência a partir de uma abordagem determinística (como alternativa são utilizados métodos estatísticos)
Não linearidade	Induz ao estado caótico do escoamento e resulta no mecanismo de manutenção da vorticidade (<i>vortex stretching</i>)
Difusividade	Causa mistura rápida e maiores taxas de transferência de quantidade de movimento, calor e massa
Vorticidade	Acarreta na existência de uma enorme variedade de tamanhos de vórtices
Dissipação	Conduz à necessidade de um fornecimento constante de energia para compensar as perdas causadas pela viscosidade

2.2.2 Espectro de energia e Escalas de turbulência

A existência de uma enorme gama de vórtices em diferentes escalas de tempo e espaço é uma das principais características da turbulência. Esta característica foi explicada inicialmente por Richardson⁴ (1922, citado por Pope, 2000), que introduziu o conceito de *cascata de turbulência*.

A cascata de turbulência consiste em um processo de transferência de energia, conforme esquematizado na Figura 2.4. A energia cinética do escoamento provoca a formação de vórtices relativamente grandes que interagem entre si e com o contorno do fluxo continuamente, dissolvendo-se em vórtices menores até que os

⁴ RICHARDSON, L. F. **Weather Prediction by Numerical Process**. Cambridge: Cambridge University Press, 1922.

menores vórtices não suportem seu próprio movimento e sejam dissipados por viscosidade. Cria-se então um processo contínuo de transferência de energia, atingindo-se um estado de equilíbrio. (Rosman, 1989)

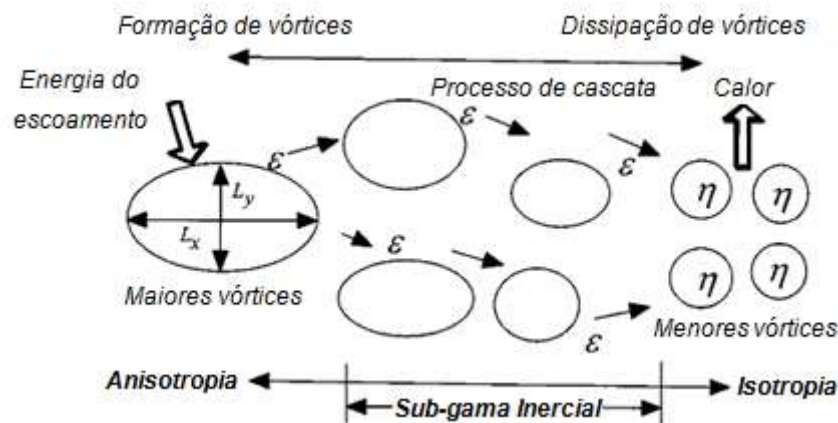


FIGURA 2.4 - CASCATA DE TURBULÊNCIA

FONTE: Adaptado de NEZU E NAKAGAWA (1993)

A distribuição da energia cinética é analisada através do espectro de energia. O espectro de energia da turbulência é análogo ao espectro de cores que aparece quando uma luz branca atravessa um prisma. A luz branca é composta por diversas cores (i.e., vários comprimentos de onda ou frequências) superpostas. É possível medir a intensidade de cada cor para analisar a sua contribuição ao feixe de luz original. Com relação à turbulência, é possível identificar a contribuição de cada tamanho de vórtices para a energia turbulenta total. (Stull⁵, 1988, citado por Souza *et al.*, 2011).

A Figura 2.5 mostra um espectro de potência típico de escoamentos turbulentos. O espectro representa a energia cinética turbulenta ao longo das escalas espaciais do escoamento em função do número de onda.

⁵ STULL, R. B. **An introduction to boundary layer meteorology**. Kluwer Academic Publishers, 1988.

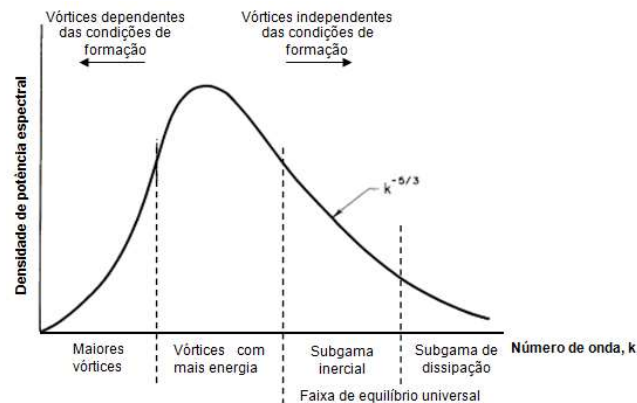


FIGURA 2.5 - ESPECTRO DE ENERGIA

FONTE: Adaptado de BEDFORD (1981)

Os maiores vórtices são bastante anisotrópicos uma vez que dependem fortemente do contorno do escoamento e do modo de formação. São caracterizados pelas escalas de formação (tabela 2.2), determinadas pelo parâmetro que lhes dá origem. (Rosman, 1989)

TABELA 2.2 - ESCALAS DE FORMAÇÃO

Comprimento: $l_o = L$, Onde: L = comprimento característico do escoamento	
Velocidade: $u_o = \bar{u}$ Onde: \bar{u} = velocidade característica do escoamento	
Tempo: $t_o = \frac{l_o}{u_o}$	

De acordo com a teoria de Kolmogoroff⁶ (1941, citado por Pope, 2000), à medida que os vórtices menores são considerados, a influência do contorno do escoamento é menor. Os vórtices de escalas pequenas são isotrópicos, com estatísticas universais. Nessa faixa de escala (faixa de equilíbrio universal), dependem somente da taxa de energia turbulenta e da viscosidade cinemática do fluido, ν .

A taxa de transferência de energia turbulenta é dada por:

⁶ KOLMOGOROFF, A. N. Dissipation of energy on locally isotropic turbulence. **Dokl. Akad. Nauk SSSR**, 32, 19-21, 1941

$$\varepsilon = \frac{u_o^3}{l_o} \quad (2-20)$$

Onde: ε = taxa de transferência de energia [L^2T^{-3}];

u_o = velocidade característica [LT^{-1}];

l_o = comprimento característico [L].

A partir de uma análise dimensional, são formadas escalas de comprimento, tempo e velocidade características do movimento associados com as pequenas escalas (microescalas de Kolmogoroff), apresentadas na tabela 2.3:

TABELA 2.3 - MICROESCALAS DE KOLMOGOROFF

Comprimento:	$\eta_l = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$	
Velocidade:	$\eta_v = (\nu\varepsilon)^{1/4}$	
Tempo:	$\eta_t = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2}$	

As relações entre as escalas de Kolmogoroff e as escalas de formação, considerando $\varepsilon = u_o^3 / l_o$, são:

$$\frac{\eta_l}{l_o} = Re^{-3/4} \quad (2-21)$$

$$\frac{\eta_v}{u_o} = Re^{-1/4} \quad (2-22)$$

$$\frac{\eta_t}{t_o} = Re^{-1/2} \quad (2-23)$$

O número de Reynolds baseado nas escalas de Kolmogoroff é unitário ($\eta_v \eta_l / \nu = 1$), o que é consistente com a teoria de que o processo de cascata leva a escalas menores até que o número de Reynolds seja pequeno o suficiente para que a dissipação seja efetiva. Ou seja, as microescalas de Kolmogoroff caracterizam os menores vórtices do espectro. (Pope, 2000)

Existe, entretanto, uma faixa de escalas de comprimento l que é muito pequena comparada com l_o , porém muito grande comparada com η_l . Nesta faixa, o número de Reynolds é grande e, conseqüentemente, afetado pela viscosidade. Desta forma, é conveniente introduzir uma separação na faixa de equilíbrio universal para dividi-la em duas subgamas: inercial e de dissipação.

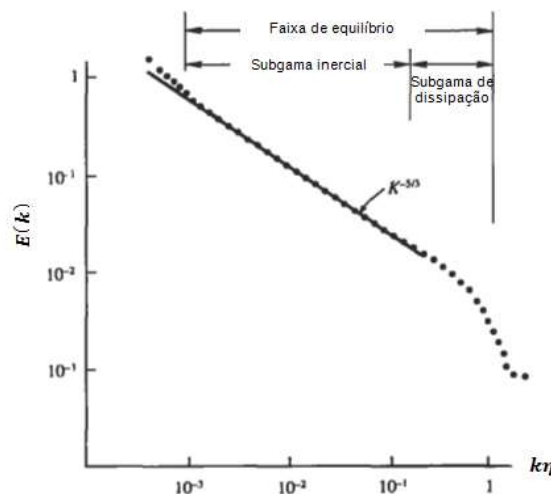


FIGURA 2.6 - FAIXA DE EQUILÍBRIO DO ESPECTRO DE ENERGIA

FONTE: Adaptado de KUNDU E COHEN (1990)

Na subgama inercial, os efeitos viscosos são negligenciáveis e o espectro de energia, derivado por Kolmogoroff, é descrito pela seguinte equação:

$$E(k) = c\varepsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (2-24)$$

Onde: E = energia [L^2T^{-2}];

c = constante universal ($c \sim 1,5$);

ε = taxa de transferência de energia [L^2T^{-3}];

k = número de onda [L^{-1}].

A Figura 2.6 apresenta o aspecto típico do espectro de energia na faixa de equilíbrio.

2.2.3 Equações de Navier-Stokes com média de Reynolds

Para a utilização das equações de Navier-Stokes apresentadas no item 2.1.2 deste trabalho, discretizando um escoamento com número de Reynolds da ordem de 10^8 , por exemplo, até a escala de dissipação viscosa, seriam necessários sistemas da ordem de 10^{18} equações simultâneas. Além de exceder a capacidade de processamento dos computadores, seria ainda preciso obter as condições de contorno apropriadas para as escalas de dissipação viscosa. (Rosman, 1989)

A necessidade de resolver os problemas de engenharia, com o objetivo de aplicar as equações de Navier-Stokes, conduziu a uma simplificação: separação do escoamento turbulento em uma parte média ou de grande escala e em uma parte de flutuação ou de pequena escala (Figura 2.7). Matematicamente, a separação é expressa pela seguinte equação:

$$u_i = u'_i + \bar{u}_i \quad (2-25)$$

Onde: u = velocidade instantânea [LT^{-1}];
 u' = flutuação de velocidade [LT^{-1}];
 \bar{u} = velocidade média [LT^{-1}];

Na equação (2-25), escrita com notação indicial, u_i representa a componente na direção i do vetor velocidade. O índice $i = 1, 2, 3$ indica as três direções cartesianas (x, y, z) .

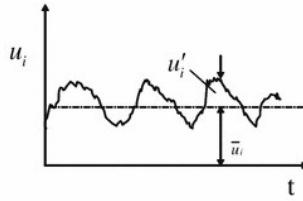


FIGURA 2.7 - SEPARAÇÃO DA VELOCIDADE INSTANTÂNEA EM MÉDIA E FLUTUAÇÃO
FONTE: DEWAN (2011)

A equação (2-25) é chamada de decomposição de Reynolds e ao utilizar este conceito junto às equações de Navier-Stokes resultam as chamadas de equações de Navier-Stokes com média de Reynolds (RANS – *Reynolds Averaged Navier-Stokes*).

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (2-26)$$

Onde: $i, j = [1, 2, 3]$ conforme notação indicial de Einstein;

$u_i = i^{ésima}$ componente da velocidade [LT^{-1}];

$u'_i =$ flutuação da $i^{ésima}$ componente da velocidade [LT^{-1}];

$x_{i,j} =$ coordenadas espaciais [L];

$t =$ tempo [T];

$p =$ pressão [$ML^{-1}T^{-2}$];

$\nu =$ viscosidade cinemática [L^2T^{-1}].

Na equação (2-26) a barra ($\bar{}$) indica a média temporal das variáveis.

2.2.4 Tensor de Reynolds

As equações RANS são semelhantes às equações de Navier-Stokes (Equação 2-19), com diferença nas variáveis dependentes (velocidades médias e pressão média) e no aparecimento do termo $-\overline{u'_i u'_j}$, conhecido como tensor de Reynolds, que representa a influência das flutuações turbulentas no fluxo médio.

O tensor de Reynolds possui nove componentes:

$$-\overline{u'_i u'_j} = \begin{bmatrix} -\overline{u'^2} & -\overline{u'v'} & -\overline{u'w'} \\ -\overline{u'v'} & -\overline{v'^2} & -\overline{v'w'} \\ -\overline{u'w'} & -\overline{v'w'} & -\overline{w'^2} \end{bmatrix} \quad (2-27)$$

As componentes do tensor de Reynolds dão origem às tensões normais e tangenciais turbulentas:

$$\sigma'_x = -\rho \overline{u'^2} \quad (2-28)$$

$$\sigma'_y = -\rho \overline{v'^2} \quad (2-29)$$

$$\sigma'_z = -\rho \overline{w'^2} \quad (2-30)$$

Onde: σ'_x = tensão normal turbulenta, atuante na direção x [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$];
 σ'_y = tensão normal turbulenta, atuante na direção y [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$];
 σ'_z = tensão normal turbulenta, atuante na direção z [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$].

$$\tau'_{xy} = \tau'_{yx} = -\rho \overline{u'v'} \quad (2-31)$$

$$\tau'_{xz} = \tau'_{zx} = -\rho \overline{u'w'} \quad (2-32)$$

$$\tau'_{yz} = \tau'_{zy} = -\rho \overline{v'w'} \quad (2-33)$$

Onde: τ'_{ij} = tensão tangencial turbulenta, atuante na direção j , causada pela flutuação de velocidade na direção i [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$].

Se as flutuações turbulentas forem completamente isotrópicas, ou seja, se elas não possuírem preferências direcionais, então as componentes não diagonais do

tensor de Reynolds desaparecem. Os gráficos de dispersão apresentados na Figura 2.8 mostram valores instantâneos de pares de flutuações de velocidade $u'v'$. No caso isotrópico o padrão é esfericamente simétrico, de forma que valores positivos de u' são associados igualmente a valores positivos e negativos de v' . Consequentemente, o valor médio do produto $u'v'$ é zero. (Kundu e Cohen, 1990)

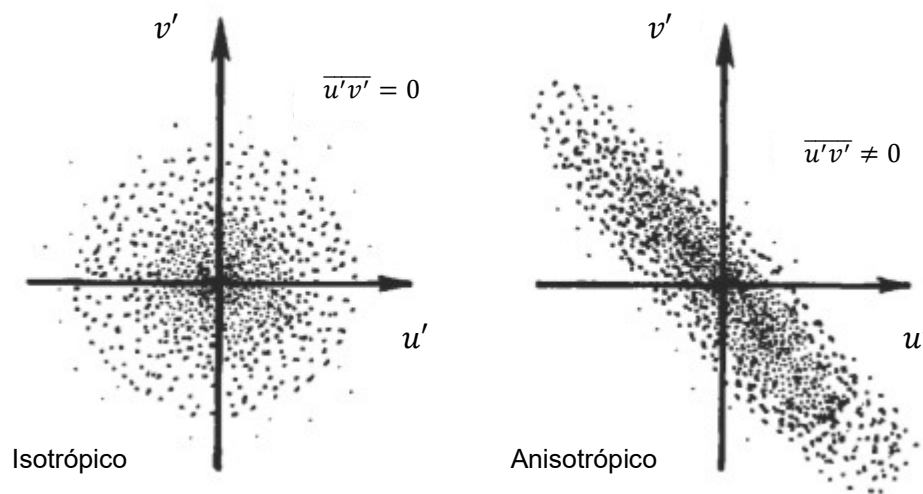


FIGURA 2.8 - CAMPOS DE ESCOAMENTO ISOTRÓPICOS E ANISOTRÓPICOS
FONTE: KUNDU E COHEN (1990)

2.2.5 Divisão do escoamento em camadas

De acordo com Nezu e Nakagawa (1993), a estrutura turbulenta do escoamento em canal pode ser dividida em três zonas: região da parede (*wall region*) ou camada interna; região intermediária (*intermediate region*); e região de superfície livre (*free surface region*). A Figura 2.9 apresenta essa subdivisão, destacando as escalas de comprimento e velocidade associadas a cada camada.

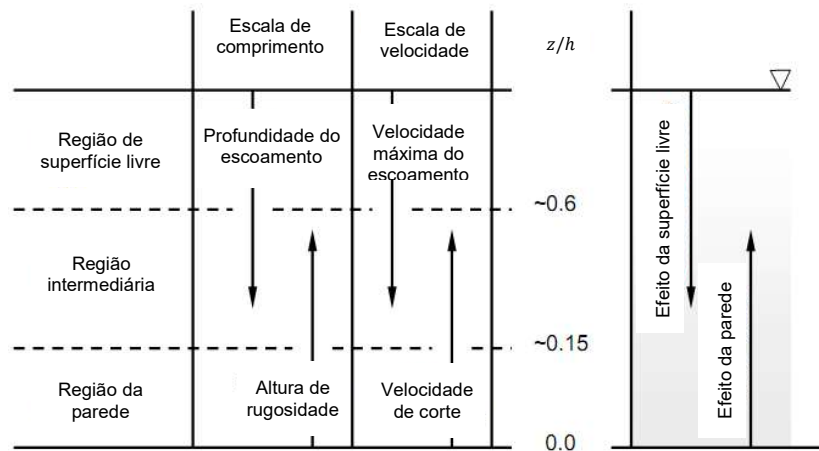


FIGURA 2.9 - SUBDIVISÕES DO ESCOAMENTO EM CANAIS
FONTE: Adaptado de NEZU E NAKAGAWA (1993)

A distribuição de velocidades varia entre as camadas interna e externa do escoamento devido à influência da parede e da superfície livre, respectivamente, sendo que na região intermediária, correspondente à subgama inercial do espectro de energia, não há influência maior dos efeitos viscosos nem dos efeitos turbulentos.

2.2.5.1 Distribuição de velocidades na região da parede

Assumindo um escoamento hidraulicamente liso (a altura dos elementos de rugosidade da superfície são pequenos demais para afetarem o escoamento), a distribuição de velocidades próxima à parede depende dos seguintes parâmetros:

$$U = U(\rho, \tau, \nu, y) \quad (2-34)$$

Onde:

- U = velocidade [LT^{-1}];
- τ = tensão tangencial [$ML^{-1}T^{-2}$];
- y = distância vertical [L];
- ρ = densidade do fluido [ML^{-3}];
- ν = viscosidade cinemática do fluido [L^2T^{-1}].

Os parâmetros τ e ρ envolvem a dimensão de massa e, portanto, devem aparecer juntos em qualquer grupo adimensional. A razão entre τ e ρ dá origem ao termo:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (2-35)$$

Onde: u_* = velocidade de corte [LT^{-1}].

Dessa forma, a equação (2-34) pode ser escrita como:

$$U = U(u_*, \nu, y) \quad (2-36)$$

As variáveis são relacionadas pela função:

$$\frac{U}{u_*} = f\left(\frac{yu_*}{\nu}\right) \quad (2-37)$$

A equação (2-37) é chamada de “lei da parede” e declara que U/u_* deve ser uma função universal de yu_*/ν próximo a uma superfície lisa. (Kundu e Cohen, 1990)

Para facilitar a análise de escoamentos é comum expressar velocidades e distâncias na forma adimensional:

$$y^+ = \frac{yu_*}{\nu} \quad (2-38)$$

$$U^+ = \frac{U}{u_*} \quad (2-39)$$

Em superfícies lisas, a região da parede pode ser dividida em três subcamadas: viscosa, de transição e logarítmica, conforme apresentado na Figura 2.10.

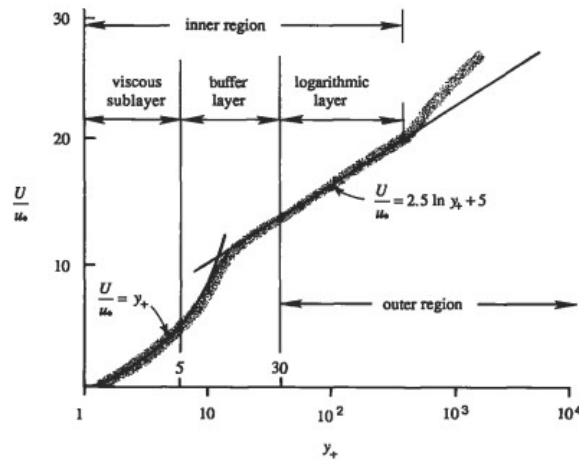


FIGURA 2.10 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA REGIÃO DA PAREDE
 FONTE: KUNDU E COHEN (1990)

A subcamada viscosa, aderida à parede, é dominada por efeitos viscosos. Sua espessura é muito pequena e, assim, as tensões são consideradas uniformes dentro da camada e iguais à tensão de cisalhamento na parede, dada pela seguinte equação:

$$\tau_0 = \mu \frac{dU}{dy} \quad (2-40)$$

Onde: τ_0 = tensão de cisalhamento [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$];

μ = viscosidade do fluido [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-1}$];

$\frac{dU}{dy}$ = gradiente de velocidade [T^{-1}];

A equação (2-40) é conhecida como Lei de Newton da Viscosidade (postulada em 1687) e indica que existe uma relação linear entre o valor da tensão de cisalhamento e a velocidade de deformação resultante.

Integrando a equação (2-40) obtém-se:

$$U = \frac{y\tau_0}{\mu} \quad (2-41)$$

Considerando a velocidade de corte, a equação (2-41) pode ser escrita como:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{yu_*}{\nu} \quad (2-42)$$

A subcamada logarítmica, também chamada de subcamada inercial, é uma região de sobreposição das camadas internas e externas do escoamento. Nesta região há pouca produção ou dissipação de energia, havendo simplesmente uma transferência inercial entre as regiões a partir de processos invíscidos.

A variação de velocidades nesta subcamada é dada por:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_* y}{\nu} \right) + C_1 \quad (2-43)$$

Onde: κ = constante de Von Karman ($\kappa \cong 0,4$).

Na subcamada de transição, os efeitos viscosos e turbulentos são importantes. Dessa forma, a distribuição de velocidades não é linear, nem logarítmica, caracterizando uma região de ajuste entre as duas distribuições.

Em escoamentos sobre superfícies rugosas, a viscosidade se torna irrelevante. Não existem, portanto, as subcamadas viscosas e de transição.

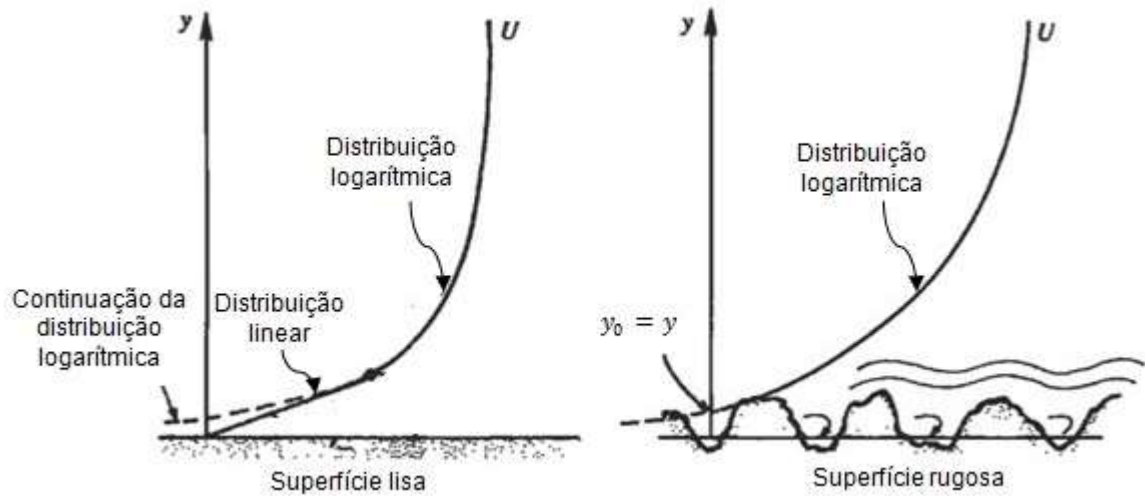


FIGURA 2.11 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA REGIÃO DA PAREDE PARA SUPERFÍCIES LISAS E RUGOSAS
FONTE: KUNDU E COHEN (1990)

A distribuição de velocidades é dependente dos seguintes parâmetros:

$$U = U(u_*, y_0, y) \quad (2-44)$$

Portanto, não pode ser representada pela equação (2-43). Para superfícies rugosas, a distribuição de velocidades também é logarítmica, porém é dada pela equação:

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right) + C_2 \quad (2-45)$$

A altura y_0 é definida pelo valor de y no qual a distribuição logarítmica resulta em $U = 0$, conforme apresentado na Figura 2.11.

2.2.5.2 Distribuição de velocidades na região de superfície livre

De acordo com Kundu e Cohen (1990), na camada externa do escoamento turbulento as tensões de Reynolds resultam em uma resistência no escoamento e

geram uma redução na velocidade ($U_0 - \bar{u}$) proporcional ao atrito da parede, caracterizado pela velocidade de corte. A distribuição de velocidades, válida para escoamento turbulento liso e rugoso, é dada pela “*Defect-Velocity Law*”:

$$\frac{U_0 - \bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} + C_3 \quad (2-46)$$

Onde: U_0 = velocidade máxima (para $y = \delta$) [LT^{-1}];

\bar{u} = velocidade média [LT^{-1}];

δ = espessura da camada limite [L].

TABELA 2.4 – DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADE EM ESCOAMENTO TURBULENTO

Camadas do escoamento		Escoamento turbulento rugoso	Escoamento turbulento liso
Camada interna (região da parede)		$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{y}{y_0} \right) + C_2$ Eq. (2-45)	Subcamada viscosa $\frac{U}{u_*} = \frac{yu_*}{\nu}$ Eq. (2-42)
			Subcamada de transição -
	Camada de sobreposição		Subcamada logarítmica: $\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{u_* y}{\nu} \right) + C_1$ Eq. (2-43)
Camada externa (região de superfície livre)		$\frac{U_0 - \bar{u}}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} + C_3$ Eq. (2-46)	

FONTE: Adaptado de DAILY E HARLEMAN (1966)

A tabela 2.4 resume as equações de distribuição de velocidades no escoamento turbulento.

2.3 ESCOAMENTO EM CURVAS DE CANAIS E RIOS

O comportamento do escoamento em curvas de rios é estudado extensivamente devido à sua importância para a morfologia do sistema. O

escoamento é assimétrico, havendo interação entre as correntes secundárias e o fluxo principal, o que afeta processos como transporte de sedimentos, dissipação de poluentes e estabilidade das margens. (Anwar, 1986)

Rozovskii (1957) listou as seguintes propriedades básicas de um escoamento em curva:

- a) Inclinação transversal (ou superelevação) da superfície de água;
- b) Presença de circulações transversais;
- c) Alteração na estrutura da velocidade do escoamento;
- d) Separação do escoamento e formação de zonas de vórtices;
- e) Perda adicional de energia;
- f) Deformação do leito do rio.

2.3.1 Superelevação da superfície de água

A superelevação do nível de água ocorre em curvas devido à ação da força centrífuga, sendo, portanto, inevitável. O nível de água na margem interna é reduzido, enquanto o nível de água na margem externa é elevado, conforme apresentado na Figura 2.12. (Rozovskii, 1957)

A inclinação do nível de água pode ser calculada a partir da análise das forças agindo sobre a coluna de fluido na curva, sendo elas: força centrífuga, força de pressão e tensão tangencial. Ippen *et al.* (1962), entretanto, apontaram que a superelevação resultante de escoamento em curvas é essencialmente independente de aspectos de resistência. Desta forma, a análise é reduzida à força centrífuga e à força de pressão, conforme indicado na Figura 2.13.

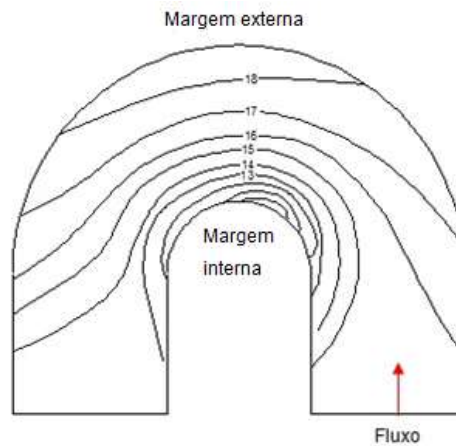


FIGURA 2.12 - EXEMPLO DE PADRÃO DA SUPERFÍCIE DE ÁGUA EM UM TRECHO DE CURVA
FONTE: Adaptado de ROZOVSKII (1957)

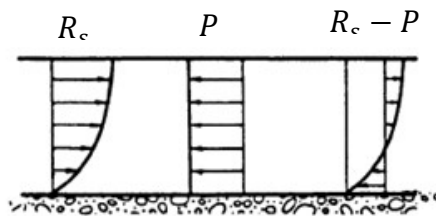


FIGURA 2.13 - FORÇAS ATUANDO SOBRE A COLUNA DE FLUIDO NA CURVA
FONTE: Adaptado de RICHARDSON *et al.* (2001)

Seja a coluna de fluido definida por uma base com dimensões dr e $rd\theta$ e altura dz , conforme apresentado na Figura 2.14, tem-se:

a) Força centrífuga R_s

$$R_s = \int \frac{U^2}{r} \rho h r d\theta dr$$

Onde: U = velocidade média [LT^{-1}];

r = raio da curva [L];

θ = ângulo da curva;

h = profundidade do escoamento [L];

ρ = densidade do fluido [ML^{-3}].

b) Força de pressão P (assumindo uma distribuição hidrostática de pressão)

$$P = rd\theta dr \rho gh \frac{dh}{dr}$$

Onde: g = aceleração da gravidade $[LT^{-2}]$.

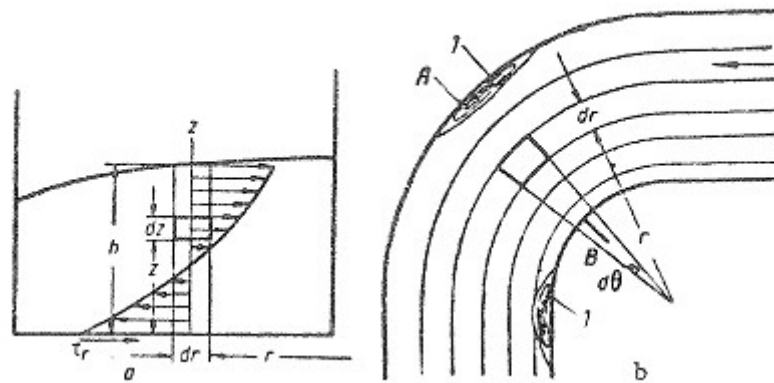


FIGURA 2.14 - ESCOAMENTO EM CURVA
FONTE: ROZOVSKII (1957)

Considerando o equilíbrio de forças ($R_s - P = 0$), tem-se:

$$\int \frac{U^2}{r} dr \rho h rd\theta dr - rd\theta dr \rho gh \frac{dh}{dr} = 0$$

Portanto, a inclinação do nível de água, I_r , é:

$$I_r = \frac{dh}{dr} = \frac{1}{g} \int \frac{U^2}{r} dr \quad (2-47)$$

Para a determinação da superelevação do nível de água a partir da equação (2-47), é necessário conhecer a distribuição de velocidades ao longo da seção ou

assumir algumas hipóteses. Ippen e Drinker⁷ (1962, citados por Richardson *et al.*, 2001), sugerem hipóteses baseadas no movimento de vórtices livre e vórtices forçados, sendo elas:

a) Hipótese 1: Vórtice forçado

$$I_r = \frac{U^2 W}{g r_c} \left[\frac{1}{1 - \frac{1}{4} \left(\frac{W}{r_c} \right)^2} \right] \quad (2-48)$$

Onde: W = largura do canal [L];

r_c = raio até o alinhamento central do canal [L].

b) Hipótese 2: Vórtice livre

$$I_r = \frac{U^2 W}{g r_c} \left[\frac{1}{1 - \frac{1}{12} \left(\frac{W}{r_c} \right)^2} \right] \quad (2-49)$$

c) Hipótese 3: Vórtice livre (margem externa) + vórtice forçado (margem interna)

$$I_r = \frac{U_{máx}^2}{2g} \left[2 - \left(\frac{r_i}{r_o} \right)^2 - \left(\frac{r_c}{r_o} \right)^2 \right] \quad (2-50)$$

Onde: r_o = raio até a margem externa do canal [L];

r_i = raio até a margem interna do canal [L].

As diferenças obtidas utilizando as equações (2-48) a (2-50) são pequenas. Em um canal aluvial, a erosão resultante junto à margem externa e a deposição junto

⁷ IPPEN, A. T.; DRINKER, P. A. Boundary shear stresses in curved trapezoidal channels. **Hyd. Div. Jour.**, v 88, n 5, 1962.

à margem interna levam a erros no cálculo da superelevação do nível de água. Nesses casos, Richardson *et al.* (2001) recomendam utilizar a equação (2-47). Para canais revestidos, a inclinação do nível de água pode ser determinada usando as equações (2-48) ou (2-50).

2.3.2 Correntes secundárias

A presença de circulações transversais no escoamento em uma curva é inevitável e ocorre devido à interação entre a força centrífuga e o gradiente de pressão transversal, conforme explicado por Rozovskii (1957).

Blanckaert e de Vriend (2004) identificaram a formação de duas células de correntes secundárias, conforme apresentado na Figura 2.15. Além do movimento helicoidal que ocorre em grande parte da seção transversal, existe frequentemente uma corrente secundária mais fraca, de orientação contrária a principal, próxima à margem externa da curva. A geração da célula da margem externa é explicada pela turbulência.

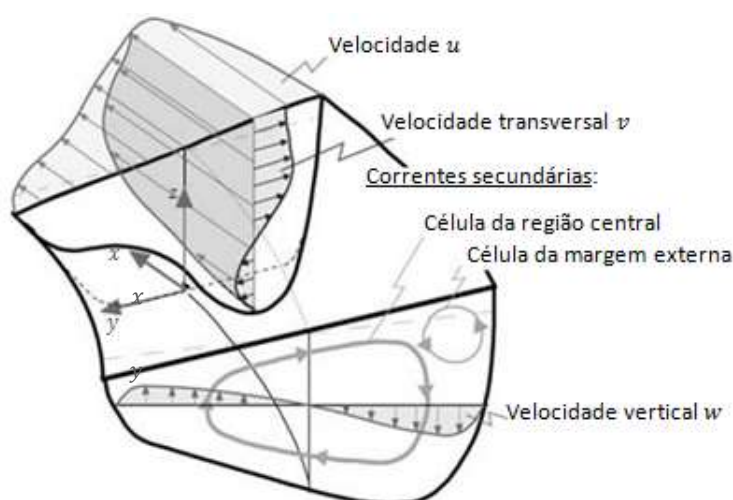


FIGURA 2.15 - IDENTIFICAÇÃO DE CORRENTES SECUNDÁRIAS NO ESCOAMENTO EM CURVA
 FONTE: Adaptado de BLANCKAERT E DE VRIEND (2004)

Ao longo da curva, as circulações transversais causadas por forças inerciais tornam o escoamento assimétrico com velocidades maiores próximo à margem externa e velocidades menores próximo à margem interna. As correntes secundárias nessa região são muito pequenas comparadas ao escoamento transversal causado pela curva.

Na saída da curva, o escoamento se mantém assimétrico com velocidades altas junto à margem externa.

Anwar (1986) concluiu que as distribuições de velocidades na curva não são logarítmicas, portanto, a determinação da tensão tangencial a partir do método logarítmico é um erro.

2.3.4 Separação do escoamento e formação de vórtices

Rozovskii (1957) apontou que as causas da separação do escoamento das margens e consequente formação de zonas de vórtice são referentes à distribuição de pressões ao longo da curva, ou seja, às superelevações transversais dos níveis de água.

A separação é explicada pelo fato de que, durante um rápido aumento de pressão no escoamento, as camadas do fluxo não têm energia suficiente para superar as forças causadas pelas margens do canal e, então, alteram de direção Thompson (1876, citado por Ippen *et al.* (1962).

Assim, é esperado que a separação do escoamento ocorra nas regiões de aumento de pressão, ou seja, no trecho inicial de uma curva ao longo da margem externa e na saída de uma curva ao longo da margem interna. (Rozovskii, 1957)

As condições de aparecimento de zonas de separação e formação de vórtices dependem também da profundidade do escoamento e da inclinação das margens. A possibilidade de separação é maior para escoamentos mais profundos e inclinações maiores, ou seja, quanto maior for a influência do atrito do escoamento contra a margem.

As equações que descrevem a camada limite não são válidas no caso de separação do escoamento, pois a estrutura do escoamento é alterada com a

movimentação contrária (para montante) das partículas de fluido. As perdas de energia causadas pela formação de vórtices podem ser significativas. (Julien, 1985)

2.4 DETERMINAÇÃO DA TENSÃO TANGENCIAL

A determinação da tensão tangencial em curvas é difícil devido ao escoamento complexo resultante da interação entre as circulações secundárias e o escoamento principal.

Quando o escoamento é constrito a uma porção mais estreita da seção transversal, comum em escoamentos em curvas, ocorrem regiões de maior tensão tangencial do que seria esperado e também zonas onde o escoamento é praticamente negligenciável. (Dutta *et al.*, 2013)

É necessário avaliar a distribuição da tensão tangencial ao longo de canal para verificação de possíveis erosões.

O conceito de tensão tangencial crítica desenvolvido por Shields (1936) é visto como a pesquisa clássica sobre o início do movimento da partícula. Em sua pesquisa, Shields reduziu o problema a duas variáveis:

$$\psi = \frac{\tau}{(\rho_s - \rho)gd} \quad (2-51)$$

Onde: ψ = parâmetro de Shields;

ρ_s = densidade da partícula [ML⁻³];

d = diâmetro da partícula [L].

$$\psi_{cr} = f(Re_{cr}) \quad (2-52)$$

Onde: ψ_{cr} = parâmetro crítico de Shields.

O parâmetro Re_{cr} refere-se ao número de Reynolds da partícula e é dado por:

$$Re_{cr} = \frac{u_* d}{\nu} \quad (2-53)$$

O movimento da partícula ocorre quando $\psi > \psi_{cr}$, conforme apresentado na Figura 2.17.

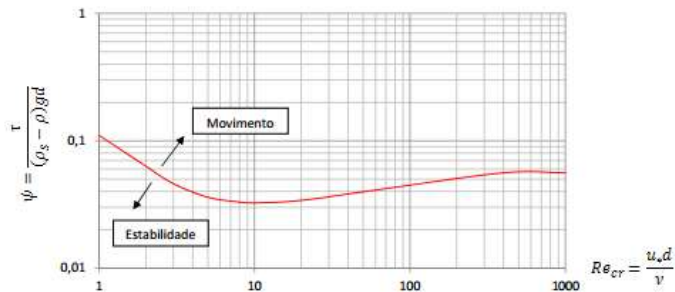


FIGURA 2.17 - DIAGRAMA DE SHIELDS

FONTE: Adaptado de SHIELDS (1936)

O trabalho de Shields é válido para inclinações pequenas. No caso da estabilidade das partículas em terrenos inclinados, é necessário considerar o efeito da gravidade no início do movimento das partículas:

$$\frac{\tau_{cr,\alpha}^*}{\tau_{cr,0}^*} = \cos \alpha \left(1 - \frac{tg \alpha}{tg \phi} \right) \quad (2-54)$$

Onde: $\tau_{cr,\alpha}^*$ = tensão tangencial crítica no leito com inclinação longitudinal α ;

$\tau_{cr,0}^*$ = tensão tangencial crítica no leito com inclinação pequena;

ϕ = ângulo de repouso;

O valor da tensão tangencial $\tau_{cr,0}^*$ pode ser determinada a partir do diagrama de Shields.

No caso do estudo da estabilidade da partícula em taludes, a análise pode ser feita a partir do método descrito por García (2008). A tensão tangencial crítica é dada por:

$$\left\{ \left(\frac{\tau_{cr,\theta}^*}{\tau_{cr,0}^*} \right)^2 + \left[\frac{1 + \mu C_L / C_D}{\mu} \operatorname{sen} \theta \right]^2 \right\}^{1/2} = (1 + \mu C_L / C_D) \cos \theta - \mu \frac{C_L}{C_D} \left(\frac{\tau_{cr,\theta}^*}{\tau_{cr,0}^*} \right) \quad (2-55)$$

Onde: $\tau_{cr,\theta}^*$ = tensão tangencial crítica no talude com inclinação θ ;

C_L = coeficiente de sustentabilidade;

C_D = coeficiente de arraste;

θ = ângulo de inclinação do talude.

Uma solução da equação (2-55) é apresentada na Figura 2.18, válida para ângulo de repouso $\phi = 40^\circ$ e $C_L = 0,85 C_D$.

Existem diversos métodos para estimar a tensão tangencial local a partir de dados de velocidade e turbulência do escoamento. Neste estudo, são apresentados o método logarítmico, método das tensões de Reynolds e método da energia cinética turbulenta.

A tensão tangencial pode ser estimada também pelo método gravitacional, que, embora informe um valor global e generalizado da resistência, é uma estimativa de fácil determinação.

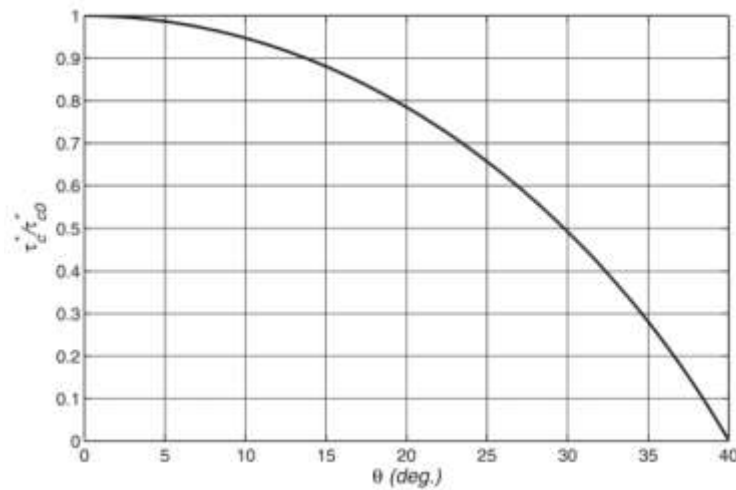


FIGURA 2.18 - VARIAÇÃO DA TENSÃO TANGENCIAL CRÍTICA COMO FUNÇÃO DO ÂNGULO DE INCLINAÇÃO DO TALUDE, CONFORME EQUAÇÃO (2-55)
FONTE: GARCÍA (2008)

2.4.1 Método gravitacional

O método gravitacional para determinação da tensão tangencial assume o equilíbrio entre as forças gravitacionais e de resistência agindo em um volume de controle. Henderson (1966) forneceu a seguinte equação para determinação da tensão tangencial, baseado no equilíbrio de forças:

$$\tau = \rho g S_f R_h \quad (2-56)$$

Onde:

- τ = tensão tangencial [$\text{ML}^{-1}\text{T}^{-2}$];
- ρ = densidade do fluido [ML^{-3}];
- g = gravidade [LT^{-2}];
- S_f = inclinação da linha de energia [adimensional];
- R_h = raio hidráulico da seção transversal [L].

A equação (2-56) foi derivada a partir de diversas hipóteses simplificadoras: escoamento unidimensional, escoamento permanente, tensões tangenciais iguais nas

margens e no fundo do canal, coeficientes de velocidades constantes, inclinação pequena do fundo do canal. (Henderson, 1966)

Para um canal retangular de grande largura, considerando um escoamento uniforme, a equação (2-56) pode estimar a distribuição linear de tensão tangencial em função da profundidade do escoamento. Em escoamentos não uniformes, entretanto, a distribuição de tensões tangenciais não é linear. Nestes casos, a equação (2-56) fornece uma magnitude da resistência hidráulica da seção transversal. (Noss *et al.*, 2010)

A precisão deste método depende da quantidade de seções transversais avaliadas para que as pequenas inclinações da superfície de água possam ser determinadas. (Nezu e Nakagawa, 1993)

2.4.2 Método do perfil logarítmico

A tensão tangencial pode ser determinada a partir da distribuição logarítmica de velocidades, dada pela equação (2-45). O procedimento proposto por Graf (1998) estima a velocidade de corte, a partir da qual é possível determinar a tensão tangencial, lembrando que:

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} \quad (2-57)$$

O procedimento prevê a determinação de y_0 a partir do ajuste de uma equação logarítmica ao perfil de velocidades. A determinação de u_* é dada pela inclinação da reta de ajuste ao gráfico $Ux \ln\left(\frac{y}{y_0}\right)$ (Figura 2.19).

Alguns pesquisadores (Anwar, 1986; Biron *et al.*, 2004; Tilston, 2005) ressaltam que existem incertezas na aplicação do método do perfil logarítmico para determinação da tensão tangencial quando há presença de correntes secundárias ou escoamentos complexos.

Knight e Shiono (1990) sugerem que

A distribuição de velocidades pode se afastar do perfil logarítmico quando as tensões de Reynolds τ'_{yz} não forem negligenciáveis e a distribuição de τ'_{zx} não for linear.

Bathurst *et al.* (1979) concluiu que o método do perfil logarítmico pode ser utilizado para determinar a distribuição das tensões tangenciais em curvas, mesmo que o método tenha sido desenvolvido para escoamentos bidimensionais, desde que a camada do fundo correspondente a 10% (no máximo, 15%) da profundidade do escoamento seja utilizada na avaliação.

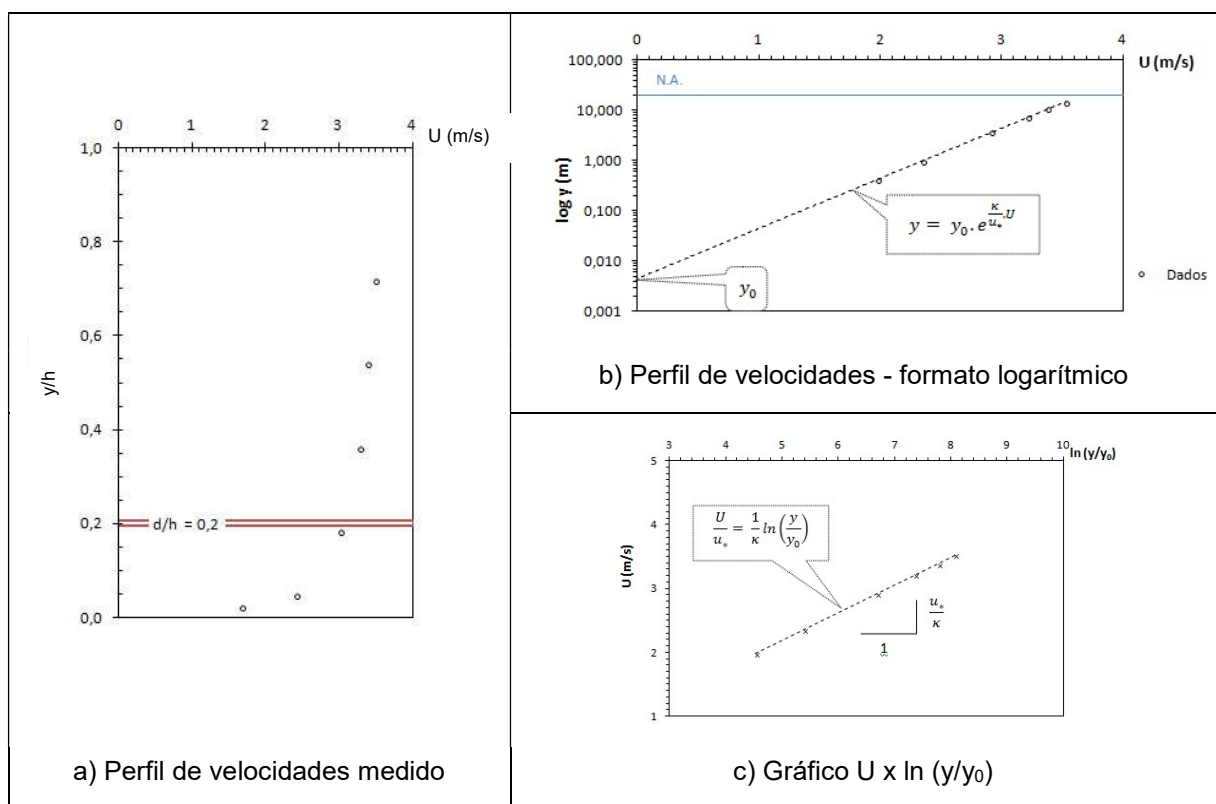


FIGURA 2.19 - MÉTODO DO PERFIL LOGARÍTMICO

2.4.3 Método das tensões de Reynolds

A medida direta da tensão tangencial é difícil, por isso, a linearidade da tensão de Reynolds é usada para calcular por extrapolação a tensão junto ao fundo. Esta extrapolação é vista como o método mais apropriado para estimar a tensão tangencial em escoamentos bidimensionais. (Nezu e Nakagawa, 1993)

Devido à existência da região da parede, as tensões de Reynolds diminuem próximo ao fundo, logo após atingirem um valor máximo (Nikora e Goring, 2000). A

extrapolação, portanto, deve ser feita a partir da intersecção entre o perfil linear característico das tensões turbulentas e a camada influenciada pela viscosidade, conforme indicado teoricamente na Figura 2.20.

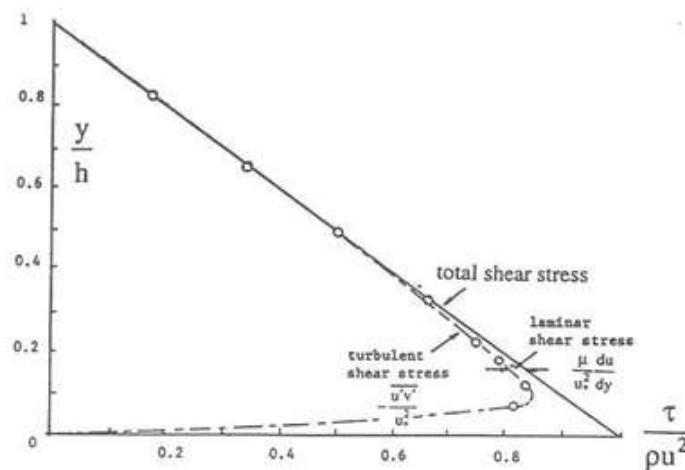


FIGURA 2.20 - DISTRIBUIÇÃO DA TENSÃO DE REYNOLDS EM UM CANAL RETANGULAR, FONTE: MONTES (1998)

Este método, apesar de não depender de constantes empíricas, é sensível a erros de medição, como ruídos de medidores, e a presença de correntes secundárias. (Nezu e Nakagawa, 1993)

As divergências à linearidade da distribuição podem ocorrer nas seguintes situações:

- a) Escoamentos acelerados e desacelerados, nos quais os perfis são côncavos e convexos, respectivamente (Song, 1994), conforme indicado na Figura 2.21;
- b) Escoamentos com presença de correntes secundárias, nos quais as tensões de Reynolds podem ser negativas próximo à superfície (Shiono e Muto, 1998).

De acordo com Yang e Chow (2008), independente de correntes secundárias ou da não uniformidade do escoamento, a componente vertical da velocidade é responsável pela redistribuição da tensão de Reynolds.

Heathershaw e Simpson (1978) analisaram a variabilidade das contribuições das tensões de Reynolds, as quais são resultantes da característica intermitente da

dinâmica do escoamento próximo ao contorno. Esta intermitência é atribuída a uma sequência bem ordenada de movimentos conhecida como *bursting*. Dois mecanismos geram contribuições grandes e instantâneas para a tensão de Reynolds:

- a) Ejeções (*ejections*): movimento ascendente do fluido, caracterizado por $w' > 0$ e $u' < 0$;
- b) Varrimentos (*sweeps*): movimento descendente do fluido, caracterizado por $w' < 0$ e $u' > 0$.

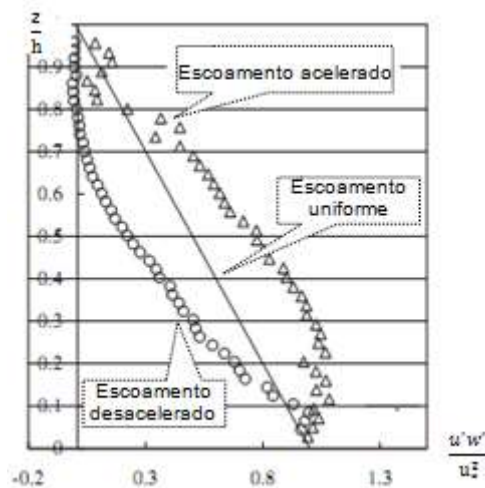


FIGURA 2.21 - DISTRIBUIÇÃO TÍPICA DA TENSÃO DE REYNOLDS EM ESCOAMENTOS UNIFORME, ACELERADO E DESACELERADO
 FONTE: Adaptado de YANG E CHOW (2008)

Os eventos (ejeção e varrimento) podem ser caracterizados pela probabilidade conjunta das flutuações u' e w' , conforme exemplificado na Figura 2.22. A análise é baseada na hipótese de que os eventos ocorrem quando $|u'w'| > H\overline{u'w'}$. O termo H corresponde a um nível limiar. (Sukhodolov *et al.*, 1998)

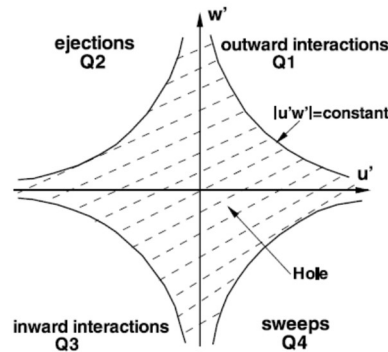


FIGURA 2.22 - QUADRANTE DE EVENTOS E REGIÃO LIMIAR
FONTE: YUE *et al.* (2007)

Na Figura 2.23 é apresentada uma análise típica das flutuações de velocidade nas direções horizontal e vertical do escoamento ao longo de um período de tempo e, também, suas contribuições para a tensão de Reynolds.

De acordo com Kim *et al.* (2000), a contribuição das flutuações de velocidade para a tensão de Reynolds pode ser avaliada a partir de suas características estatísticas, como curtose e assimetria. A Figura 2.24 apresenta um exemplo de distribuição probabilística para as flutuações de velocidade u' , w' e $u'w'$. Enquanto u' e w' possuem uma distribuição de probabilidades quase normal, as contribuições $u'w'$ possuem grau de curtose alto e coeficiente de assimetria negativo.



FIGURA 2.23 - ANÁLISE TÍPICA DE REGISTROS DE FLUTUAÇÃO DE VELOCIDADES E DA SUA CONTRIBUIÇÃO PARA A TENSÃO DE REYNOLDS
FONTE: HEATHERSHAW E SIMPSON (1978)

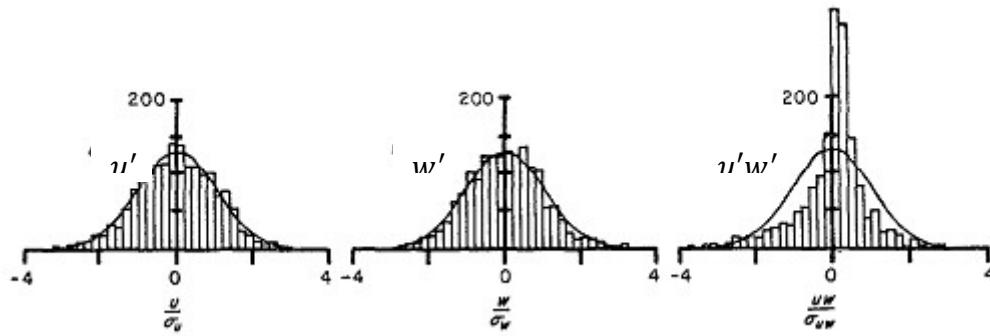


FIGURA 2.24 - DISTRIBUIÇÕES DE PROBABILIDADES DAS FLUTUAÇÕES DE VELOCIDADE E DA SUA CONTRIBUIÇÃO PARA A TENSÃO DE REYNOLDS

FONTE: HEATHERSHAW E SIMPSON (1978)

A intensidade de turbulência, TI (*turbulence intensity*), é dada pela raiz quadrada da variância:

$$TI_u = u' = \sqrt{u'^2} \quad (2-58)$$

$$TI_v = v' = \sqrt{v'^2} \quad (2-59)$$

$$TI_w = w' = \sqrt{w'^2} \quad (2-60)$$

Os perfis de intensidade de turbulência são ferramentas úteis para avaliar o comportamento do escoamento. Babayekan-Koopaei *et al.* (2002) e Stone (2005) observaram que a turbulência aumenta devido à presença de tensões tangenciais laterais altas e formação das células de correntes secundárias.

Nezu e Nakagawa (1993) propuseram equações semi-empíricas para descrever a distribuição da intensidade de turbulência no escoamento:

$$\frac{TI_u}{u_*} = D_u \exp\left(-C_k \frac{z}{h}\right) \quad (2-61)$$

$$\frac{TI_v}{u_*} = D_v \exp\left(-C_k \frac{z}{h}\right) \quad (2-62)$$

$$\frac{TI_w}{u_*} = D_w \exp\left(-C_k \frac{z}{h}\right) \quad (2-63)$$

Os parâmetros D_u , D_v , D_w e C_k são determinados empiricamente. Para um escoamento uniforme e bidimensional equivalem a 2,30, 1,63, 1,27 e 1,0, respectivamente. (Nezu e Nakagawa, 1993)

A magnitude da tensão de Reynolds depende da intensidade das flutuações de velocidade e do grau de interdependência entre elas.

Como alternativa à extrapolação da linearidade das tensões de Reynolds até o fundo do canal, pode ser utilizado um ponto único próximo ao fundo. Este método, no entanto, é mais complexo e depende de constantes de proporcionalidade e da determinação da posição a ser utilizada.

2.4.4 Método da energia cinética turbulenta

A energia cinética decompõe-se em energia cinética do escoamento médio (MKE - *Mean flow Kinetic Energy*), associada à média temporal da velocidade, e energia cinética turbulenta (TKE - *Turbulent Kinetic Energy*), associada às flutuações rápidas e curtas da velocidade (Figura 2.25):

$$MKE = \frac{1}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2) \quad (2-64)$$

$$TKE = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (2-65)$$

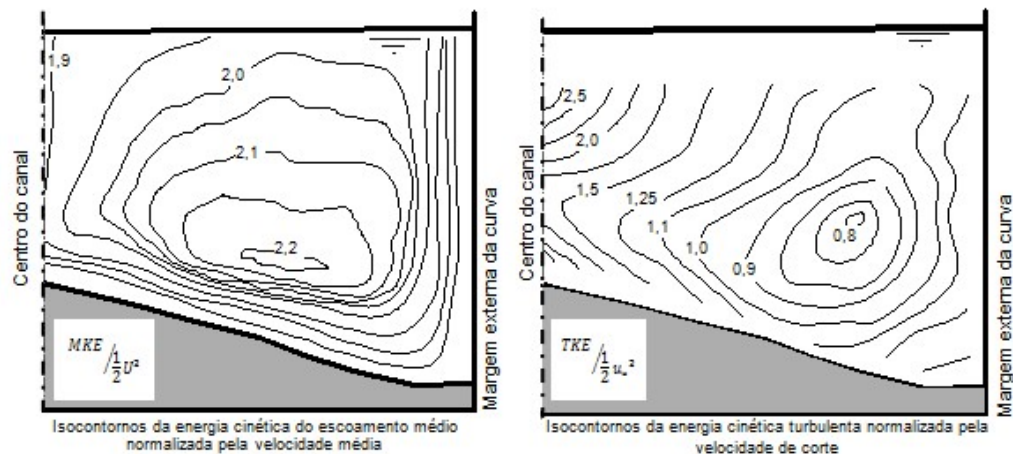


FIGURA 2.25 - ENERGIA CINÉTICA AO LONGO DE UMA SEÇÃO EM UM TRECHO EM CURVA
 FONTE: Adaptado de BLANCKAERT E GRAF (2001)

A determinação da tensão tangencial a partir da energia cinética turbulenta é comum em estudos oceanográficos (Kim *et al.*, 2000). O método é baseado na hipótese de que as tensões de Reynolds e as variâncias na região próxima ao fundo são praticamente constantes e proporcionais a u_* . Desta forma é possível estimar a tensão tangencial a partir da seguinte equação:

$$\tau = C_1 \cdot TKE \quad (2-66)$$

Onde: C_1 = constante de proporcionalidade ($C_1 \approx 0,19$ a $0,21$);

TKE = energia cinética turbulenta [L^2T^{-2}].

Ao utilizar este método em rios e canais, é necessário considerar criteriosamente a constante de proporcionalidade e a posição vertical apropriada para obter um valor representativo da tensão tangencial.

A constante de proporcionalidade deve ser determinada ou confirmada para o contexto de um rio, visto que foram obtidas em estudos oceanográficos. (Kim *et al.*, 2000)

O uso de um único ponto de medição provoca a dúvida na determinação de uma posição vertical adequada. Existe a noção de que o ponto mais próximo ao fundo,

porém acima da subcamada rugosa do escoamento, deve ser utilizado. (Biron *et al.*, 2004)

O perfil de energia cinética turbulenta pode fornecer uma posição representativa para obter um valor de tensão tangencial confiável. Nikora e Goring (2000) e Biron *et al.* (2004) observaram padrões similares à distribuição das tensões de Reynolds, ou seja, um aumento de energia cinética turbulenta até determinada altura do escoamento ($z/h = 0,1$), seguida de uma redução, conforme apresentado na Figura 2.26. Biron *et al.* (2004) sugerem utilizar esta posição ($z/h = 0,1$), onde a energia cinética turbulenta atinge o seu valor máximo, para determinar a tensão tangencial. Salientam que esta recomendação deve ser avaliada em função do equipamento de medição, vazão e rugosidade do leito.

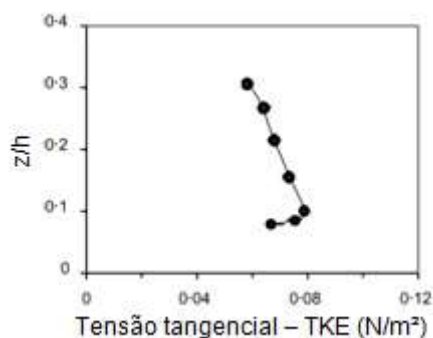


FIGURA 2.26 - PERFIL DE TENSÕES TANGENCIAIS ESTIMADAS PELA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

FONTE: Adaptado de BIRON *et al.* (2004)

Em rios e canais, de acordo com Biron *et al.* (2004) e Tilston (2005), o uso deste método é o mais apropriado para determinar valores de tensão tangencial, porque é invariável à rotação dos dados de velocidades⁸. Ursic *et al.* (2012), entretanto, consideraram que o método apresentou resultados inconsistentes em seus estudos.

⁸ As medições de velocidade em escoamentos complexos podem apresentar erros relativos ao alinhamento do equipamento, conforme descrito no item 3.3.2 deste relatório.

Kim *et al.* (2000) apresentaram uma variação deste método. Os pesquisadores observaram uma relação linear entre as variâncias e a energia cinética turbulenta (Figura 2.27). A partir desta relação, considerando que as variâncias das medições de velocidades verticais estão sujeitas a erros menores associados ao ruído Doppler do equipamento de medição, propuseram estimar a tensão tangencial a partir da variância vertical:

$$\tau = C_2 \cdot w'^2 \quad (2-67)$$

Onde: C_2 = constante de proporcionalidade ($C_2 \approx 0,9$)

O valor de C_2 estimado por Kim *et al.* (2000), $C_2 \approx 0,9$, considera que a relação linear $w'^2 \approx 0,25 TKE$ e $C_1 \approx 0,21$ (estimado a partir do método das tensões de Reynolds)

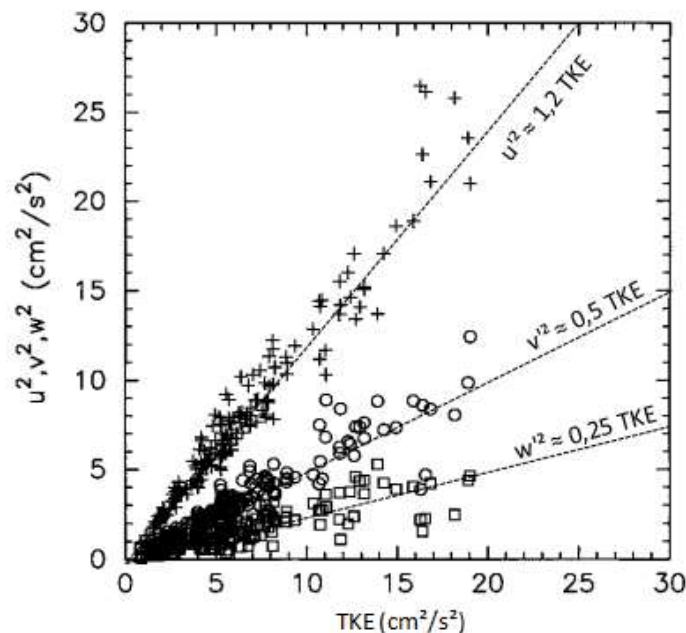


FIGURA 2.27 - RELAÇÃO LINEAR ENTRE VARIÂNCIAS (u'^2 , v'^2 , w'^2) E ENERGIA CINÉTICA TURBULENTE, TKE

FONTE: KIM *et al.* (2000)

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo são descritos os materiais e métodos referentes aos estudos experimentais realizados. Inicialmente, é apresentada a instalação experimental, com descrição do canal experimental e dos instrumentos de medição de vazão, níveis de água e velocidade. Por último, é descrita a metodologia utilizada durante os ensaios.

3.1 INSTALAÇÃO EXPERIMENTAL

O canal experimental foi construído no laboratório do Cehpar (Centro de Hidráulica e Hidrologia Professor Parigot de Souza). O arranjo geral do canal está apresentado na Figura 3.1.

O canal possui 39,2 m de comprimento, sendo constituído por trechos retos e em curva. As curvas possuem raio de 8,5 m, considerando a medida até o alinhamento central do canal. Salienta-se a concavidade reversa da sequência de curvas 1 e 2.

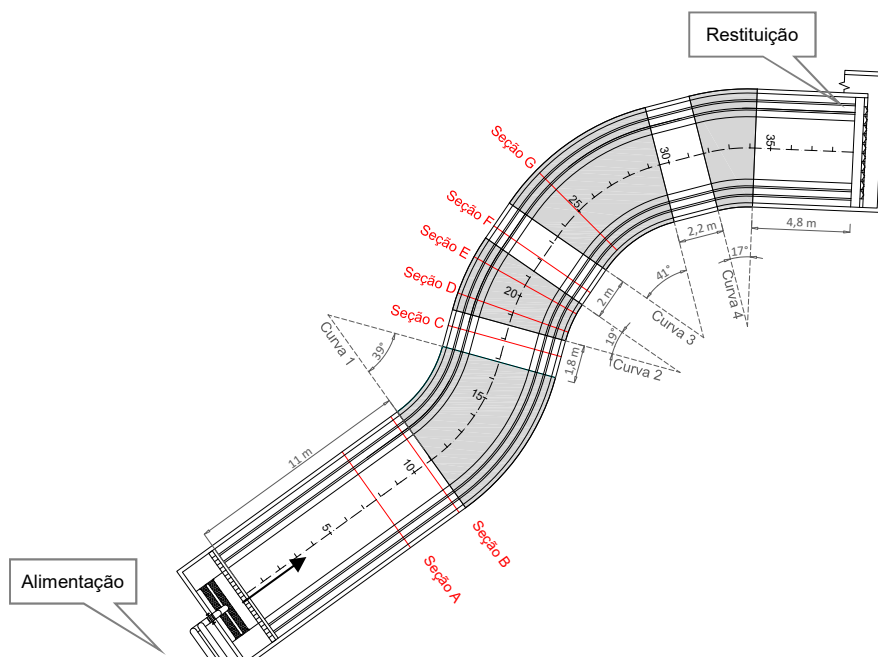


FIGURA 3.1 - ARRANJO GERAL DO CANAL EXPERIMENTAL

A seção transversal do canal possui formato trapezoidal, com 3 m de largura de base, taludes laterais com inclinação de 1 V: 2,5 H e bermas de 8,6 cm de largura nas elevações 12,8 cm e 25,7 cm (Figura 3.2).

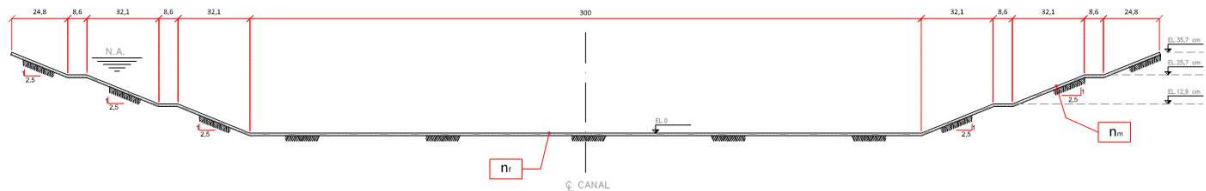


FIGURA 3.2 - SEÇÃO TRANSVERSAL DO CANAL

A rugosidade do canal foi imposta com material granular com dimensões indicadas na tabela 3.1.

TABELA 3.1 - RUGOSIDADE IMPLANTADA NO FUNDO E NAS MARGENS DO CANAL

Local	Dimensões		
	Diâmetro mínimo	Diâmetro máximo	Diâmetro médio
Fundo	1,2 mm	2,8 mm	2 mm
Margens	1,2 mm	4,8 mm	3 mm

Para garantir a uniformidade da rugosidade no canal, a distribuição foi controlada a partir da concentração de material (cm^3/m^2).

Para definição do contorno do canal (fundo e margens do canal), considerou-se o desconto de metade do diâmetro médio do material, conforme indicado na Figura 3.3.

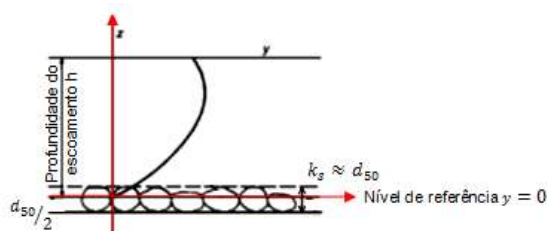


FIGURA 3.3 - DEFINIÇÃO DO NÍVEL DE REFERÊNCIA
FONTE: Adaptado de FERRO (2003)

A alimentação do canal é composta por dois tubos de 300 mm instalados de acordo com o alinhamento central do canal e equipados com medidores eletromagnéticos de vazão, conforme indicado na Figura 3.4. Para melhorar as condições de aproximação, o canal possui um tanque de armazenamento e um sistema de tranquilização do fluxo.



FIGURA 3.4 - ALIMENTAÇÃO DO MODELO

O sistema de restituição é composto por dez comportas, conforme indicado na Figura 3.5, capazes de controlar o nível de água de jusante e impor condições simétricas para a saída do escoamento.



FIGURA 3.5 - RESTITUIÇÃO DO MODELO

Foi construído um sistema para sustentação das réguas linimétricas e do equipamento ADV para possibilitar a medição dos níveis de água e das velocidades ao longo das seções transversais durante os experimentos. O sistema, instalado paralelamente às seções, permite o deslocamento lateral e vertical dos instrumentos de medição.

3.2 METODOLOGIA

As medições foram feitas para o escoamento com vazão de 340 l/s e nível de água de jusante igual a 28,17 cm, imposto próximo à extremidade de jusante do canal (estaca 35). As condições hidráulicas do escoamento estão apresentadas na tabela 3.2.

TABELA 3.2 – CARACTERÍSTICAS HIDRÁULICAS DO ESCOAMENTO

Vazão	$Q = 0,340 \text{ m}^3/\text{s}$
Profundidade do escoamento	$H = 0,28 \text{ m}$
Área da seção transversal	$A = 1,08 \text{ m}^2$
Perímetro molhado	$P = 4,87 \text{ m}$
Raio hidráulico	$R_h = 0,22 \text{ m}$
Velocidade média	$U = \frac{Q}{A} = 0,31 \text{ m/s}$
Número de Reynolds	$Re = \frac{UR_h}{\nu} = 279.654$
Número de Froude	$Fr = \sqrt{\frac{Q^2 B}{g A^3}} = 0,21$
Inclinação média do nível de água	$S_s = 0,0003 \text{ m/m}$
Tensão tangencial média	$\tau \approx \rho g R_h S_s = 0,56 \text{ N/m}^2$
Velocidade de corte	$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = 0,024 \text{ m/s}$
Altura de rugosidade	$k_s \approx d_{50} = 0,002 \text{ m}$
Número de Reynolds de corte	$Re_* = \frac{u_* k_s}{\nu} = 47,4$
Parâmetro D/k_s	$D/k_s \approx 4R_h/k_s = 444$

Os números de Reynolds indicam que o escoamento é turbulento de transição e o número de Froude mostra que o escoamento é subcrítico.

Foram definidas diversas seções transversais ao longo do canal, indicadas na Figura 3.1, nas quais foram realizadas medições de velocidades e níveis de água.

Os níveis de água foram medidos em cinco posições ao longo de cada seção transversal (Figura 3.6).

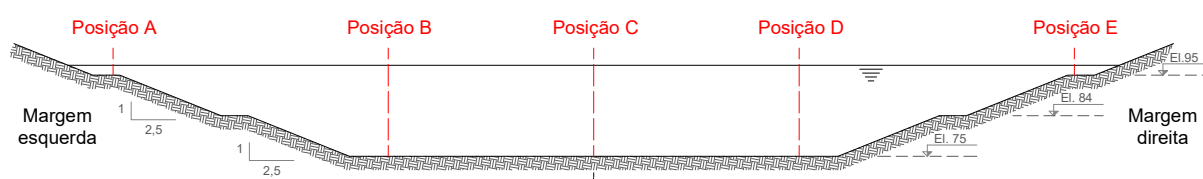


FIGURA 3.6 - INDICAÇÃO DAS POSIÇÕES DE MEDIÇÃO DO NÍVEL DE ÁGUA AO LONGO DA SEÇÃO TRANSVERSAL DO CANAL

FONTE: A autora (2015)

As velocidades foram medidas ao longo de diversas verticais, indicadas na Figura 3.7. Foram realizadas medições em quinze verticais em cada seção transversal, sendo que dez verticais (1 a 10) foram verificadas ao longo de todo o canal. As medições nas verticais 1B a 9B foram feitas de acordo com a intensidade do escoamento. Por exemplo, na seção B, a concentração do escoamento ocorreu na região esquerda do canal, desta forma, foi preferido realizar medições nas verticais 1B e 2B, enquanto que na seção E, o fluxo foi mais intenso na região direita, não havendo necessidade em detalhar o escoamento próximo à margem esquerda do canal.

As medições foram feitas considerando os limites impostos pelo equipamento ADV (Figura 3.8). O volume de amostragem do medidor tem 0,9 cm de altura e seu centro está situado a 5 cm do transdutor. Assim, não foi possível realizar medições muito próximas à superfície. Junto ao fundo do canal e próximo às margens, tomou-se o cuidado em posicionar o equipamento de forma que a amostra não fosse afetada pela região fixa, o que originaria resultados com tendência a valores menores.

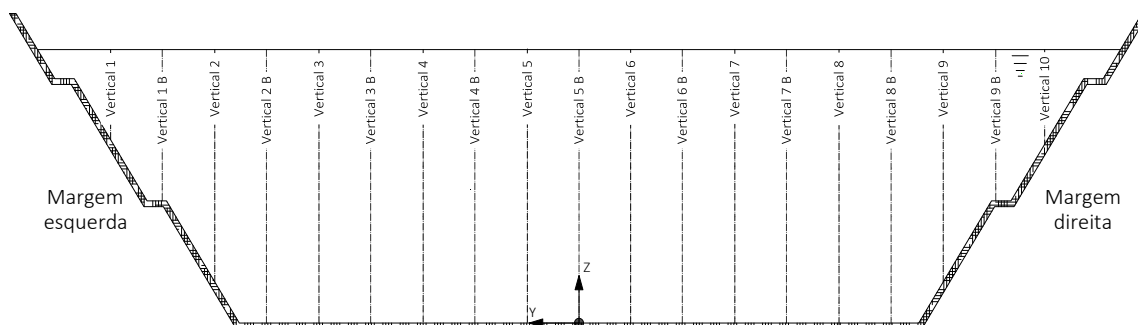


FIGURA 3.7 - CROQUI DAS VERTICAIS DE MEDIÇÃO NA SEÇÃO TRANSVERSAL

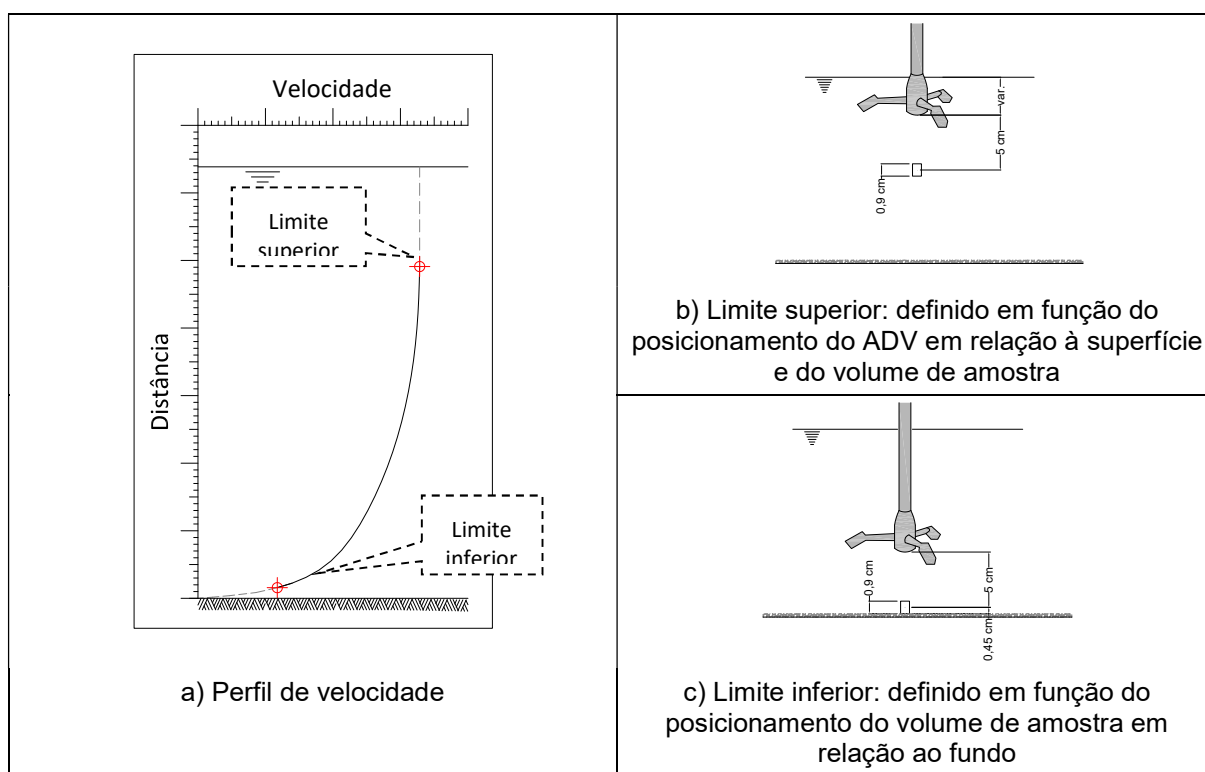


FIGURA 3.8 - POSICIONAMENTO DO EQUIPAMENTO ADV PRÓXIMO AO CONTO

As amostras foram coletadas com frequência de 25 Hz durante 180 s. A determinação do tempo de amostragem foi obtida a partir da análise de diversas variáveis (mínimos, máximos, desvio padrão) em amostras coletadas durante diversos intervalos de tempo. Para amostras com duração inferior a 180 s os dados apresentaram variações. Porém, para amostras com duração maior, os resultados não exibiram diferenças relevantes, definindo-se, portanto o tempo de amostragem igual a 180 s.

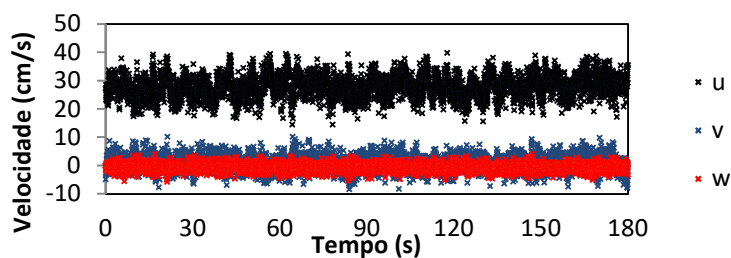


FIGURA 3.9 - EXEMPLO DE SÉRIE TEMPORAL DE DADOS DE VELOCIDADE ADQUIRIDOS PELO ADV

Os detalhes de operação do ADV estão apresentados no Anexo A.

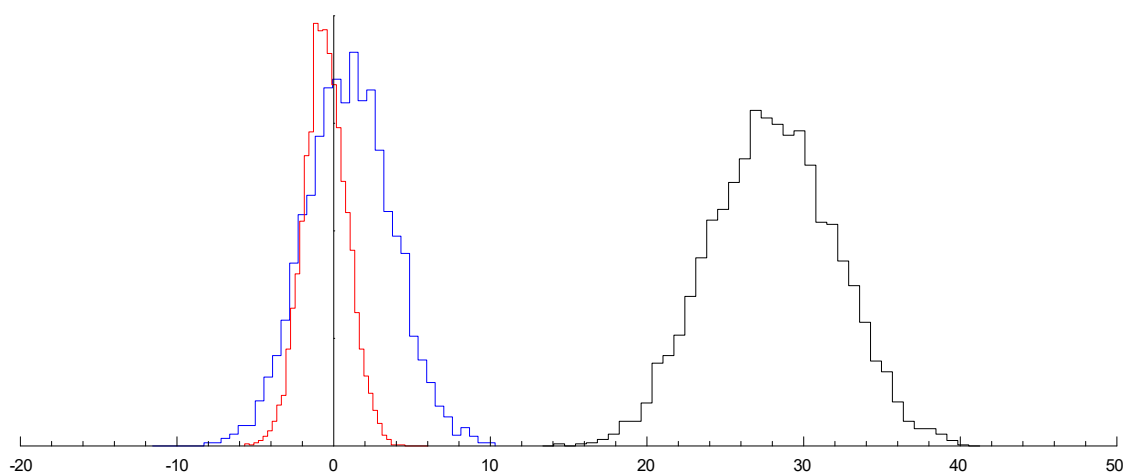


FIGURA 3.10 - EXEMPLO DE HISTOGRAMA DE DADOS DE VELOCIDADE ADQUIRIDOS PELO ADV

As Figuras 3.9 e 3.10 ilustram exemplos de dados coletados pelo ADV.

3.3 PROCESSAMENTO DOS DADOS DE VELOCIDADES

3.3.1 Filtragem

O processamento dos dados coletados pelo ADV foi realizado pelo programa WinADV. O software foi desenvolvido por Wahl (2000) para uso no *Bureau of Reclamation's Water Resources Research Laboratory* e está disponível via Internet desde 1996. O programa processa e filtra os dados coletados pelo ADV (arquivos com

extensão “adv”) e os exporta no formato ASCII, compatível com a maioria das planilhas de cálculo.

O software possui diferentes opções para filtragem dos dados, incluindo parâmetros de relação sinal/ruído (SNR) e correlação (COR), além de filtros que ponderam a presença de picos (*spikes*), como o *Acceleration Spike Filter* e o *Phase-Space Threshold Despiking*.

A relação sinal-ruído (*signal-to-noise ratio* “SNR”) indica a força do sinal recebido em relação ao nível de ruído eletrônico do instrumento. Os valores de SNR estão relacionados com a quantidade de partículas suspensas na água. Valores elevados de SNR indicam maior concentração de partículas e, portanto, medições de melhor qualidade. O fabricante do instrumento indica os seguintes valores mínimos de SNR:

- 5 dB para medições de velocidade média;
- 15 dB para medições de velocidade instantânea e análise de turbulência.

A correlação é um indicador de consistência do comportamento das diversas medições em cada período de amostragem. De acordo com o fabricante, dados com correlação menor que 70% devem ser retirados da amostra.

Nikora e Goring (2002) sugerem o uso do filtro *Phase-Space Threshold Despiking*, pois consideram este método o mais adequado para detectar picos múltiplos, cuja localização é mais complicada. O método avalia através de envoltórias quais dados podem ser utilizados e quais apresentam ruídos.

Neste trabalho foram utilizados os seguintes parâmetros para filtragem dos dados de velocidade, indicados pelo fabricante do equipamento (Sontek, 2001):

- a) Correlação < 70%;
- b) Relação sinal/ruído < 15 dB.

O método *Phase-Space Threshold Despiking* também foi aplicado, embora poucos picos tenham sido detectados, de forma que a maioria dos dados filtrados ocorreu devido a taxas de correlação e relação sinal/ruído baixas.

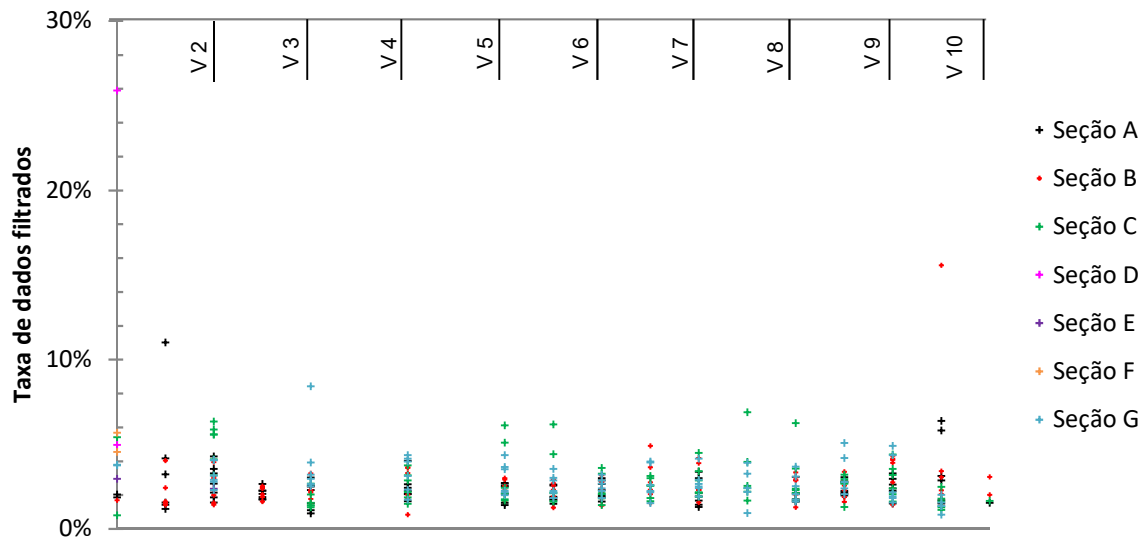


FIGURA 3.11 - TAXA DE DADOS FILTRADOS

Considerando o tempo de amostragem (180 segundos) e a frequência de aquisição de dados (25 Hz), cada série de dados deveria ter 4500 amostras. Devido à filtragem, esse valor foi reduzido. A taxa de dados filtrados foi da ordem de 1 a 5% na maioria das séries, conforme apresentado na Figura 3.11. Em poucos casos, a taxa ultrapassou 10% (Figura 3.11).

3.3.2 Correção

Roy *et al* (1996) discutiram a preocupação referente à necessidade de aplicar uma correção às velocidades instantâneas do escoamento em situações nas quais se acredita que o equipamento de medição está desalinhado em relação à direção local do fluxo.

Quando a velocidade vertical w difere de zero, alguns pesquisadores escolhem corrigir os dados aplicando uma rotação ϕ . Assume-se que o equipamento está desalinhado em relação à direção do escoamento. Porém, em casos onde correntes secundárias causadas por curvas ou pela geometria da seção transversal do canal são significantes, a velocidade vertical pode ser diferente de zero e, neste caso, a suposição leva a resultados ilusórios de w . Esta questão é particularmente

delicada, pois a medição em uma componente de velocidade pode estar contaminada por outras componentes, dificultando a análise da turbulência.

O termo “desalinhado” é usado indiscriminadamente em qualquer situação na qual a velocidade vertical seja diferente de zero. O medidor pode estar de fato geometricamente desalinhado ou a direção do escoamento não coincide com o sistema de coordenadas atribuído, situações representadas na Figura 3.12.

Roy *et al.* (1996) acreditam que rotacionar os eixos para corrigir os dados de velocidade em escoamentos complexos, nos quais a direção do escoamento varia de um ponto ao outro, complicaria a análise. Portanto, quando a velocidade vertical difere de zero devido à direção do escoamento, não devido ao medidor desalinhado, não devem ser feitas correções. Huhta⁹ (2003, citado por Wilcox e Wohl, 2007) reporta que não é necessário rotacionar os dados caso o equipamento de medição esteja orientado com o eixo x apontado para jusante.

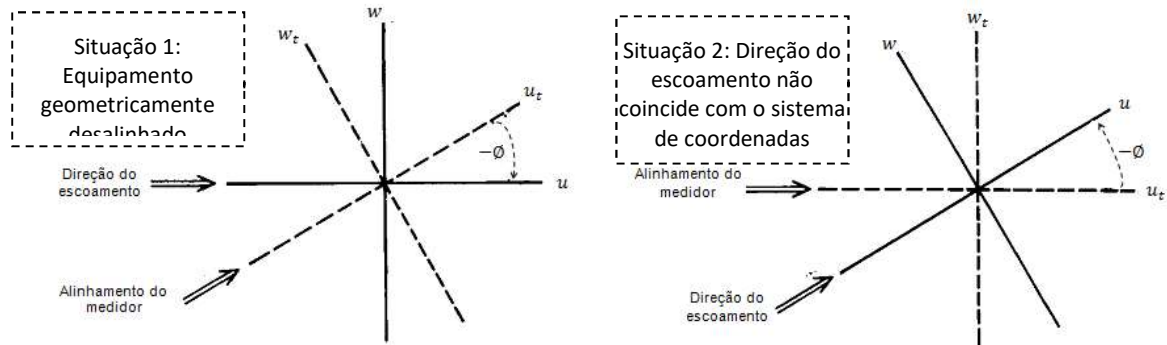


FIGURA 3.12 - EQUIPAMENTO DE MEDIÇÃO DESALINHADO
FONTE: ROY *et al.* (1996)

Durante a coleta de dados, o equipamento foi locado adequadamente no canal em termos de orientação de eixos, nivelamento e posicionamento, ou seja, não estava fisicamente desalinhado. Assim, neste trabalho, preferiu-se não aplicar nenhum tipo de rotação para correção dos dados.

⁹ C., HUHTA. Comunicação pessoal. SonTek, Fort Collins, CO, 2003.

4 RESULTADOS

Os seguintes resultados sobre o escoamento no canal experimental são descritos neste capítulo:

- a) Observações gerais sobre o escoamento;
- b) Padrões de velocidades e turbulência ao longo das seções avaliadas;
- c) Determinação de tensões tangenciais.

É esperado, com a apresentação destes resultados, descrever as principais características do escoamento no canal experimental (de seção trapezoidal e alinhamento curvilíneo), com o objetivo de acrescentar informações aos modelos de fechamento de turbulência e a análise de dados medidos em campo.

4.1 CARACTERÍSTICAS DO ESCOAMENTO

Os resultados referentes aos níveis de água apresentaram um comportamento típico de canais em curvas, com superelevações junto às margens externas das curvas. Os valores numéricos dos níveis de água e superelevação estão indicados na tabela 4.1.

As observações referentes à formação de zonas de separação do fluxo e circulações na superfície ocorreram, em geral, conforme descrição de trabalhos anteriores (Rozovskii, 1957; Ippen *et al.*, 1962).

As características gerais do escoamento estão apresentadas nas Figuras 4.1 e 4.2.

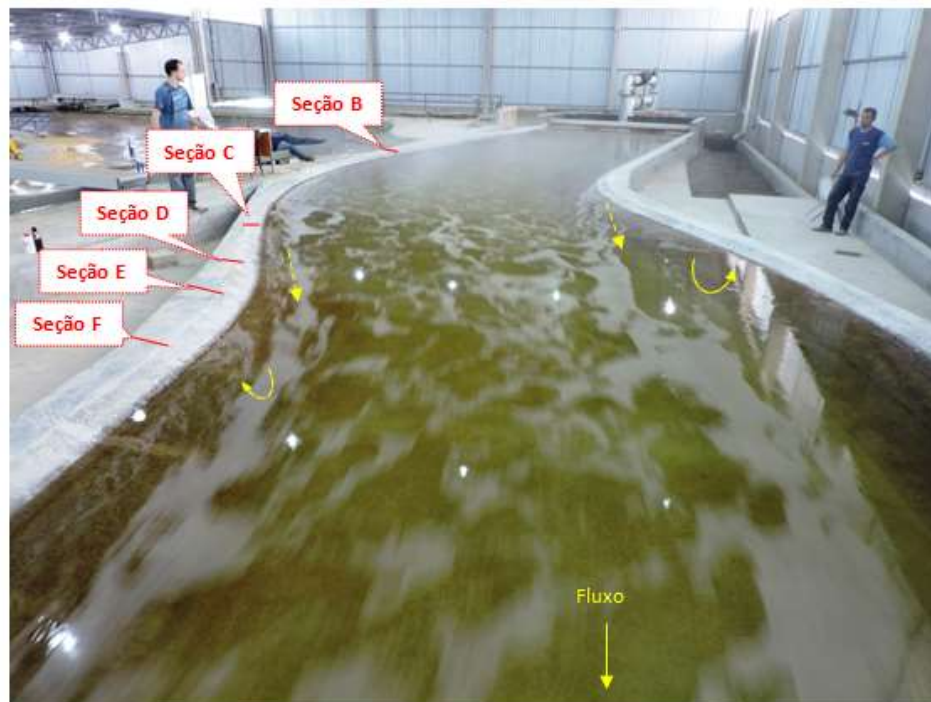


FIGURA 4.1 - CONDIÇÕES GERAIS DO ESCOAMENTO NA REGIÃO DAS CURVAS 1 E 2



FIGURA 4.2 - CONDIÇÕES GERAIS DO ESCOAMENTO NA REGIÃO DA CURVA 3

Conforme Rozovskii (1957) mencionou, a causa da separação do escoamento e consequente formação de circulações (vórtices) deve ser procurada na distribuição

de pressões, ou seja, na inclinação transversal do nível de água na curva e nas regiões influenciadas por ela.

A Figura 4.3 indica os níveis de água medidos nas margens do canal e as regiões de separação do escoamento. O gráfico apresenta as superelevações transversais, indicadas pela diferença de nível de água entre as margens. É possível observar que as zonas de separação do escoamento ocorreram a partir da metade do trecho curvo, junto à margem interna da curvatura (oposta à margem onde ocorreu superelevação). Porém, também foram observadas zonas de separação nas margens externas das curvas, causadas provavelmente pela redução e estagnação do escoamento.

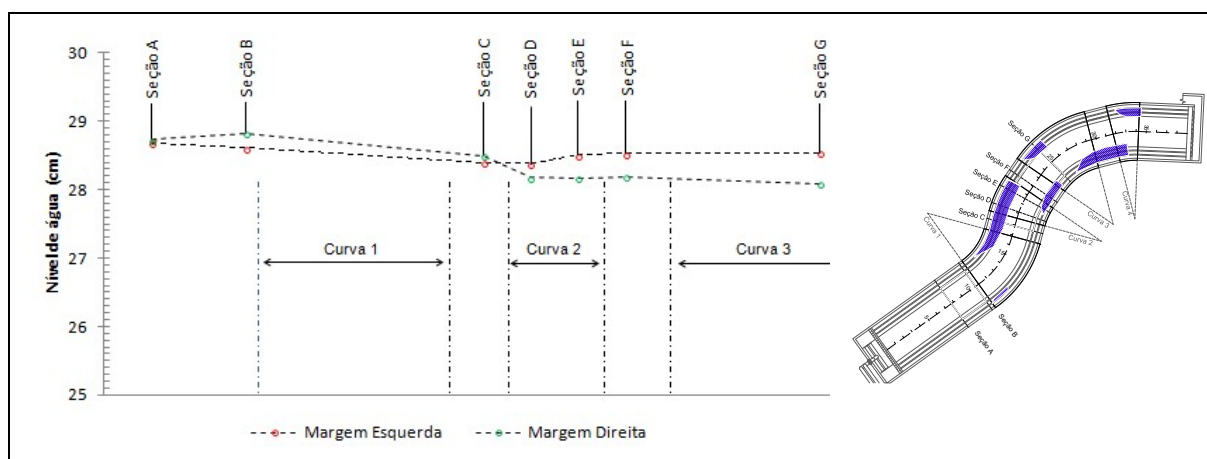


FIGURA 4.3 - NÍVEIS DE ÁGUA AO LONGO DAS MARGENS ESQUERDA E DIREITA DO CANAL E INDICAÇÃO DAS ZONAS DE SEPARAÇÃO DO ESCOAMENTO

TABELA 4.1 - NÍVEIS DE ÁGUA MEDIDOS AO LONGO DO CANAL (cm)

Posição	Seção A	Seção B	Seção C	Seção D	Seção E	Seção F	Seção G
1 (Margem esquerda)	28,7	28,6	28,4	28,4	28,5	28,5	28,5
2	28,7	28,7	28,4	28,4	28,4	28,4	28,4
3 (Centro)	28,7	28,7	28,5	28,4	28,4	28,4	28,4
4	28,7	28,8	28,5	28,3	28,2	28,3	28,2
5 (Margem direita)	28,7	28,8	28,5	28,2	28,2	28,2	28,1
Superelevação ¹	0,0	-0,2	-0,1	0,2	0,3	0,3	0,4

¹ Valores negativos indicam que a superelevação ocorreu na margem direita.

4.1.1 Padrões de velocidades

O comportamento do escoamento foi avaliado a partir da distribuição de velocidades no escoamento.

A partir das velocidades instantâneas medidas pelo ADV nas direções x , y e z ($u(t)$; $v(t)$ e $w(t)$, respectivamente) foram determinadas:

- Velocidades médias de cada componente, \bar{u} , \bar{v} e \bar{w} ;
- Velocidade média em cada posição, $U = \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2}$.

A barra ($\bar{}$) indica a média temporal das variáveis.

As Figuras 4.4 a 4.10 apresentam as distribuições de velocidades nas seções transversais estudadas.

Na seção A, localizada no trecho reto do canal, sem influência das curvas a jusante, o escoamento apresenta um padrão simétrico. A velocidade máxima não ocorre próximo à superfície, indicando a presença de correntes secundárias¹⁰. Porém não é possível definir o padrão do escoamento transversal, uma vez que as velocidades transversais e verticais são muito pequenas, ($|v| \approx |w| \approx 0,01 \text{ m/s}$).

É possível observar, no entanto, que existem correntes secundárias devido à variação do sentido das velocidades transversais ao longo do canal no fundo e na superfície (seções C, D, F e G). A definição das células de correntes secundárias, observadas por Blanckaert e de Vriend (2004), entretanto, é complexa, devido possivelmente à quantidade insuficiente de verticais medidas.

Outro indício da presença de correntes secundárias é o padrão das isolinhas de velocidade, com convexidade em direção aos cantos da seção transversal. Tominaga *et al.* (1989) consideraram que devido ao desenvolvimento das correntes secundárias, o escoamento na região do canto é acelerado pelo transporte de quantidade de movimento da região superfície. Pelo mesmo motivo, o escoamento na região central do canal possui isolinhas com convexidade em direção à superfície.

¹⁰ Tominaga *et al.* (1989) explicaram que a desaceleração do escoamento próximo à superfície ocorre devido a presença de correntes secundárias.

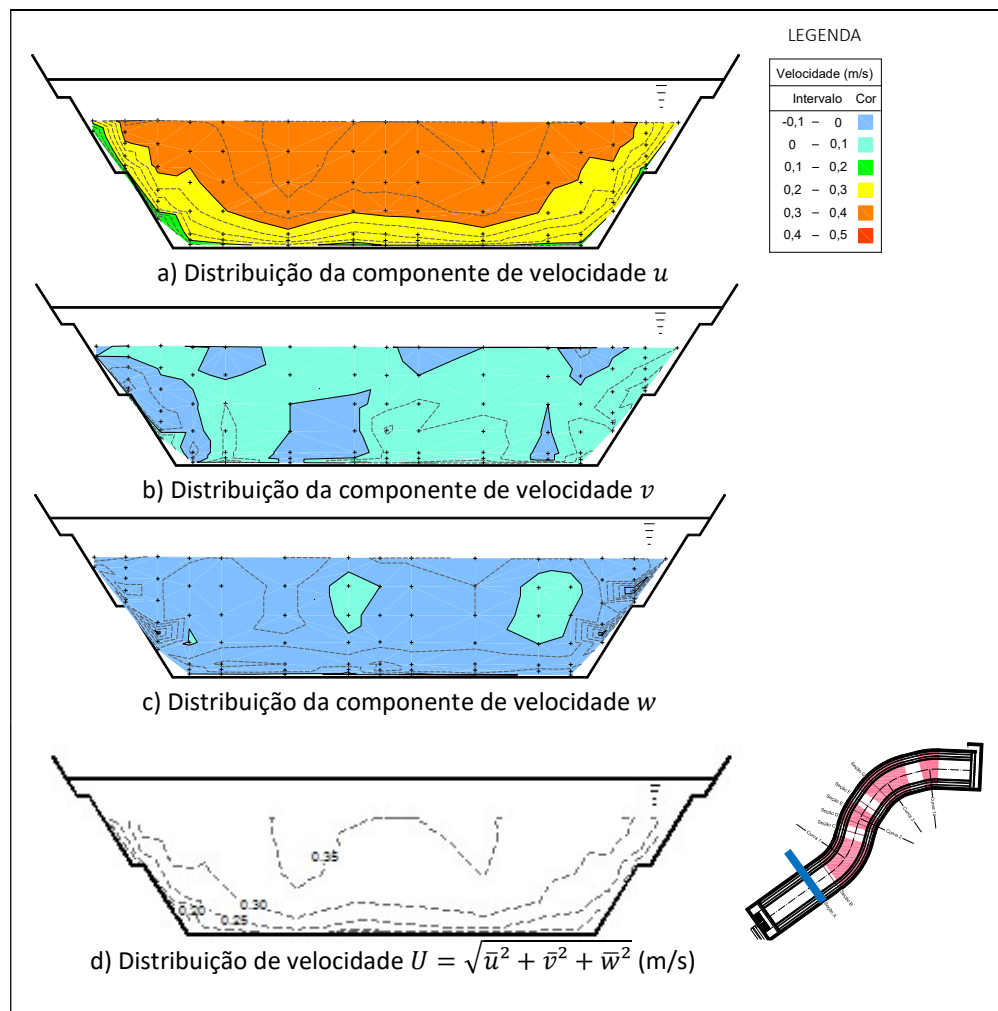


FIGURA 4.4 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA SEÇÃO A

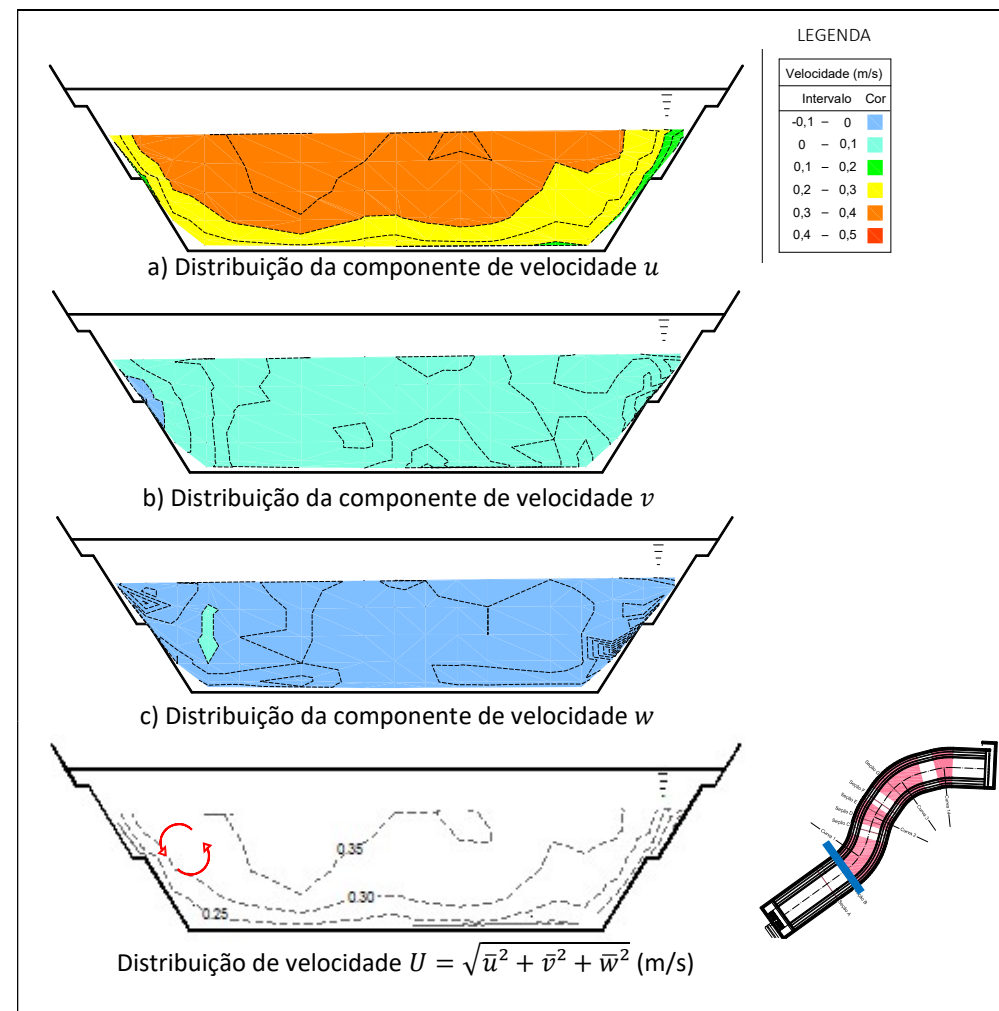


FIGURA 4.5 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA SEÇÃO B

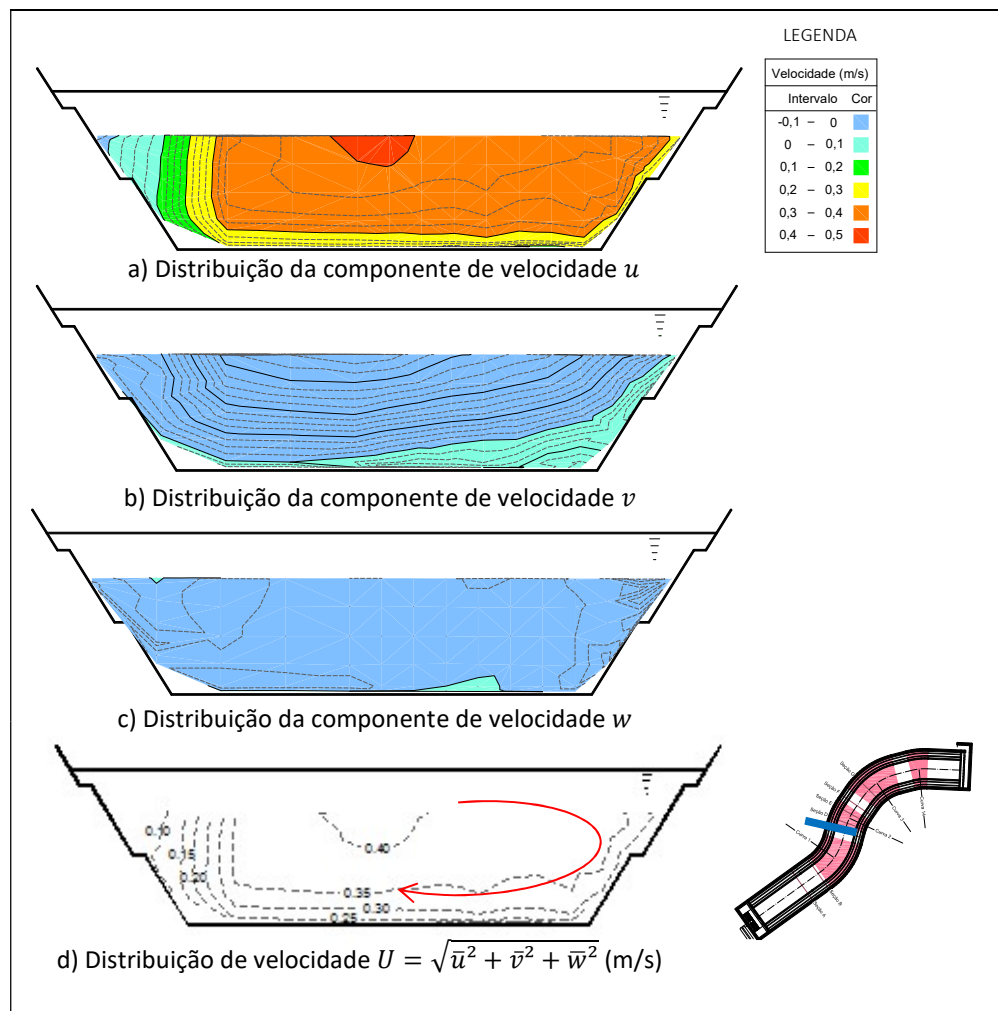


FIGURA 4.6 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA SEÇÃO C

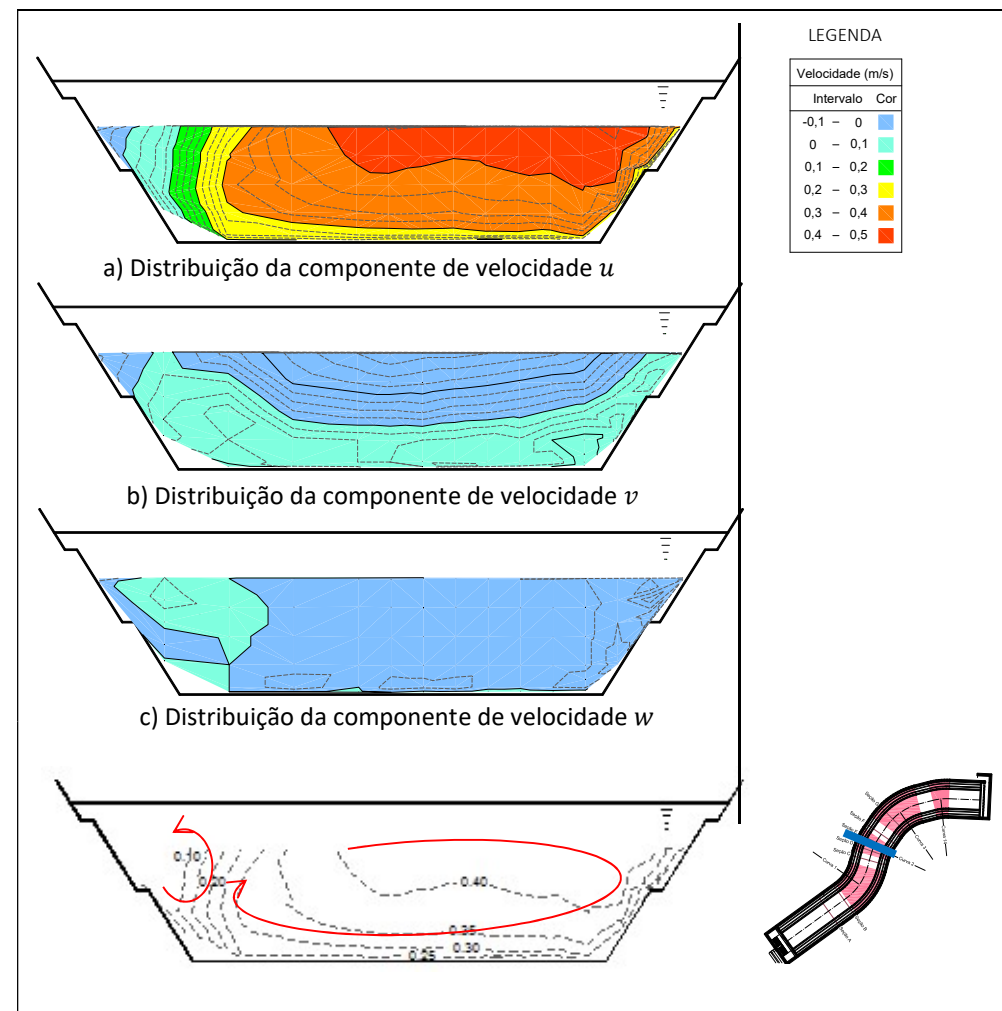


FIGURA 4.7 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA SEÇÃO D

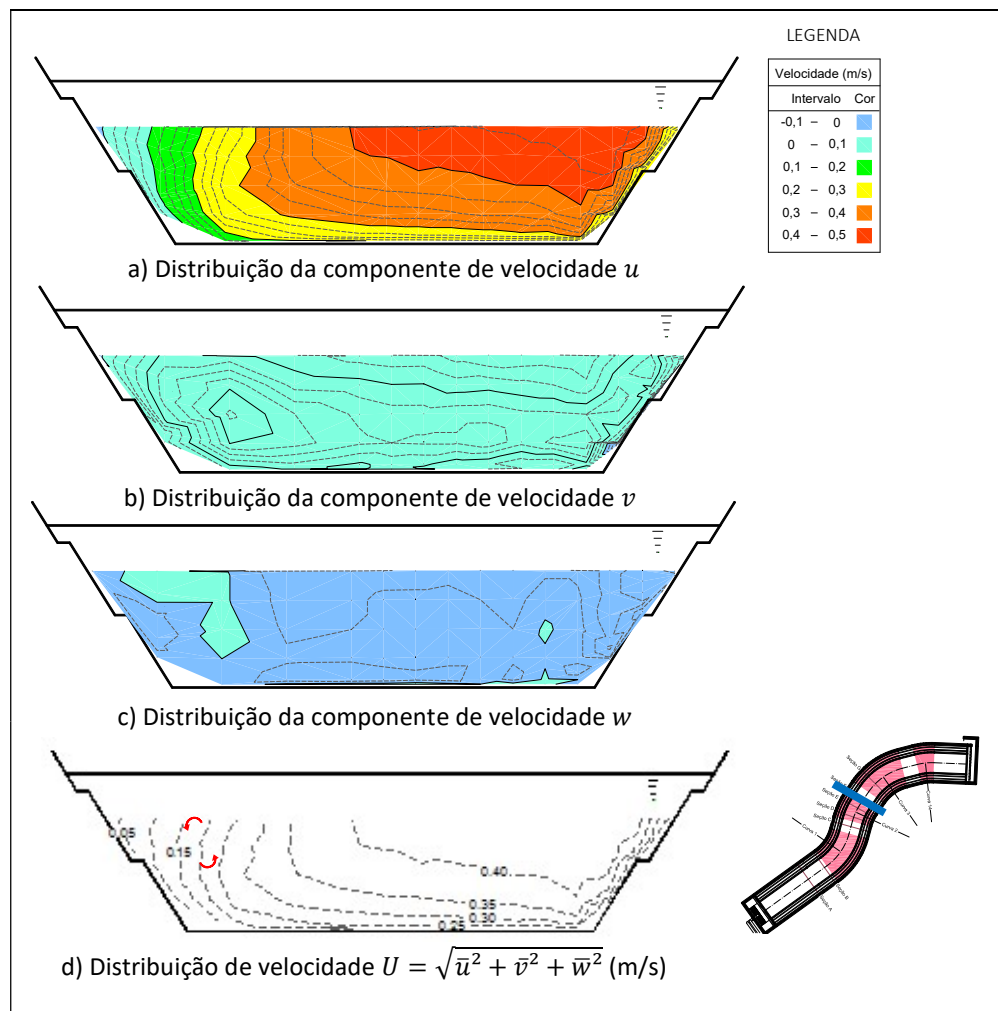


FIGURA 4.8 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA SEÇÃO E

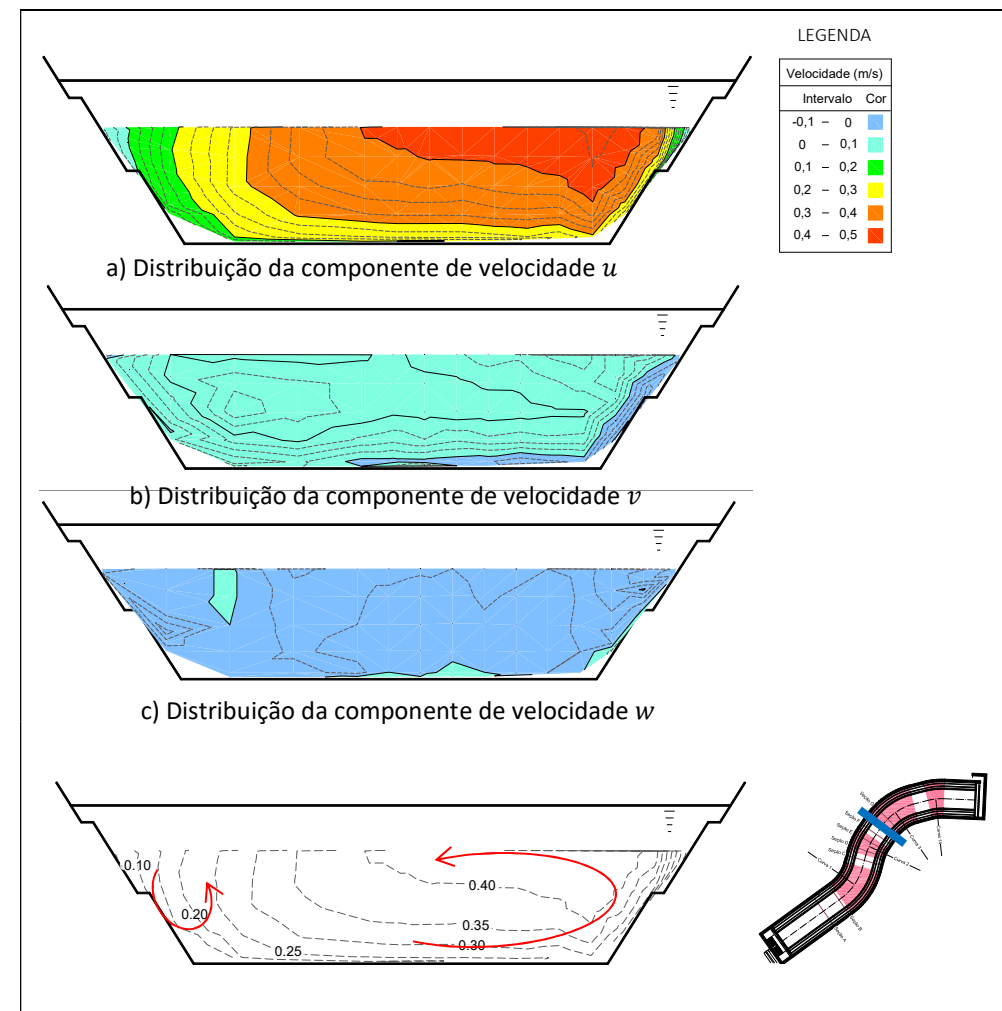


FIGURA 4.9 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA SEÇÃO F

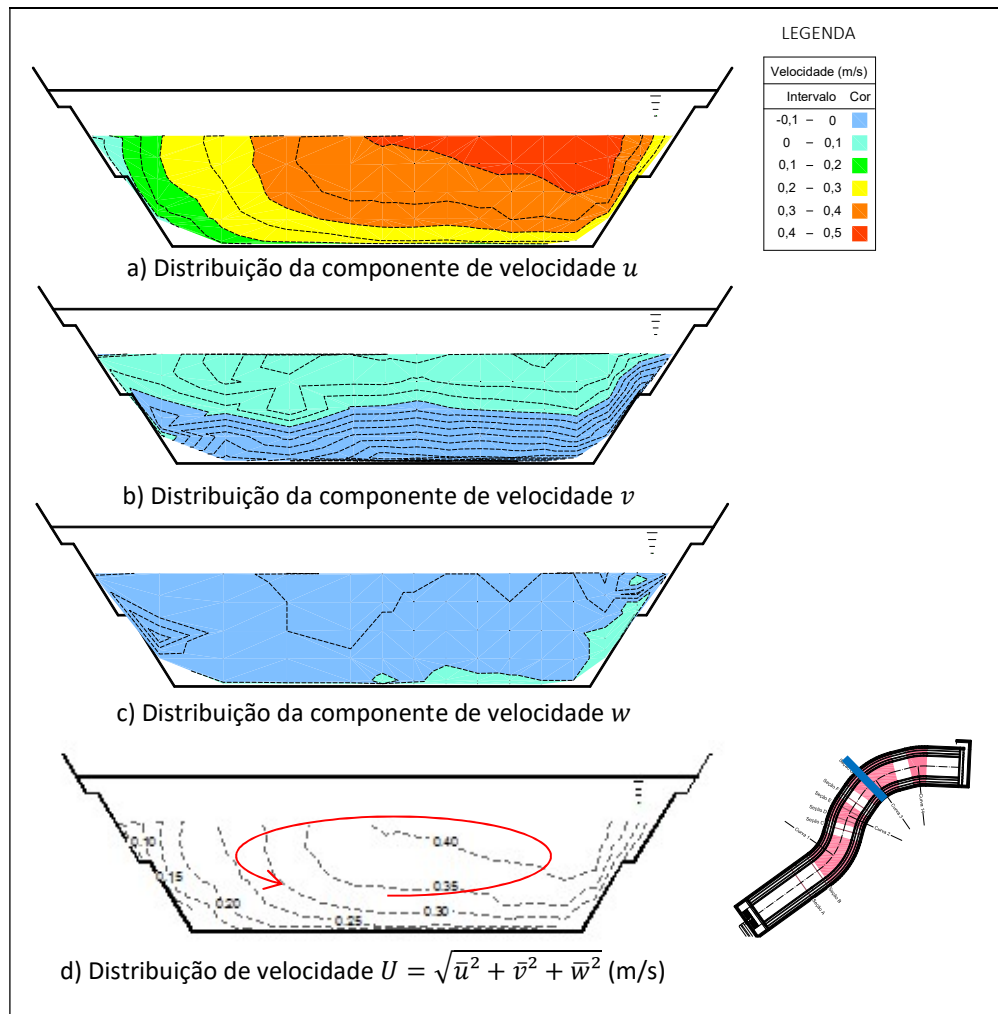


FIGURA 4.10 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES NA SEÇÃO G

Na seção B, as maiores velocidades do escoamento se concentram junto à margem esquerda (margem interna da curvatura). Da mesma forma, nas demais seções, a concentração de velocidades altas ocorre na margem direita do canal (margem externa da curvatura).

Em algumas seções transversais (seções C, D, F e G), as correntes secundárias são facilmente observadas a partir da distribuição das velocidades transversais v . Nas seções C e D, as velocidades transversais são negativas próximo à superfície e positivas próximo ao fundo (corrente secundária com sentido horário). Nas seções F e G, são positivas junto ao fundo e negativas próximo ao fundo (corrente secundária com sentido anti-horário).

A análise dos padrões de velocidade nas seções permite verificar o efeito das curvas sobre o escoamento. Porém, o campo de velocidades pode ser mais bem avaliado a partir da Figura 4.11, na qual é ilustrada a distribuição de velocidades ao longo do canal. Os valores apresentados correspondem às velocidades médias em cada vertical.

As velocidades apresentam um padrão simétrico no trecho reto (seção A), com valores menores junto às margens e maiores na região central do canal. O escoamento torna-se enviesado para a margem esquerda, com concentração das velocidades junto à margem interna da curva A. Porém, a presença da curvatura oposta (curva B) conduz o escoamento em direção à margem direita do canal.

A variação da curvatura do canal conduz à concentração do escoamento junto à margem direita, conforme observado nas seções C a G.

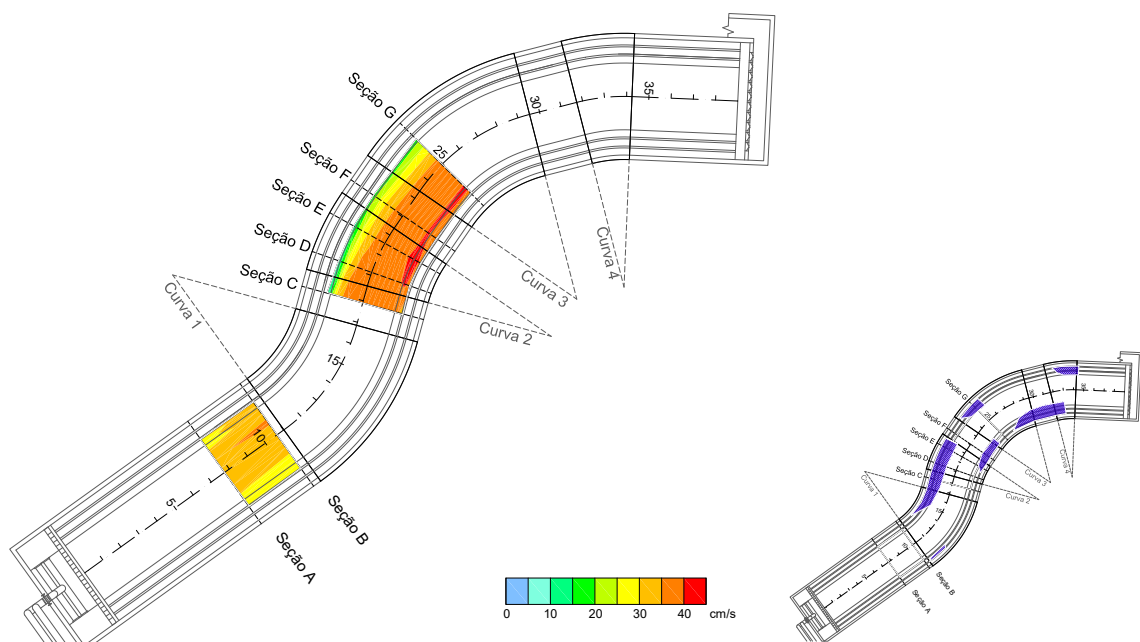


FIGURA 4.11 - DISTRIBUIÇÃO DE VELOCIDADES MÉDIAS AO LONGO DO CANAL

4.1.2 Padrões de intensidade de turbulência

Um fechamento simples da turbulência pode ser usado para obter relações teóricas para outras estatísticas turbulentas, fornecer um discernimento mais profundo da estrutura do escoamento e ampliar a gama dos métodos analíticos. Nezu e Nakagawa (1993) deduziram equações para a distribuição de intensidades de turbulência e energia cinética turbulenta a partir de um modelo de turbulência $\kappa - \varepsilon$ padrão (equações 2-56 a 2-58) e determinaram seus coeficientes a partir de estudos em escoamentos uniformes.

A Figura 4.12 apresenta a distribuição das intensidades de turbulência u' , v' e w' ao longo do canal. As distribuições estão separadas por verticais, a fim de facilitar a análise dos resultados. As soluções analíticas apresentadas por Nezu e Nakagawa (1993), equações (2-61) a (2-63), estão incorporadas nos gráficos para comparação.

Embora em algumas verticais seja possível observar que as equações foram capazes de descrever o padrão das intensidades de turbulência, na maioria dos casos os valores se afastam da tendência prevista, principalmente nas distribuições de v' e w' .

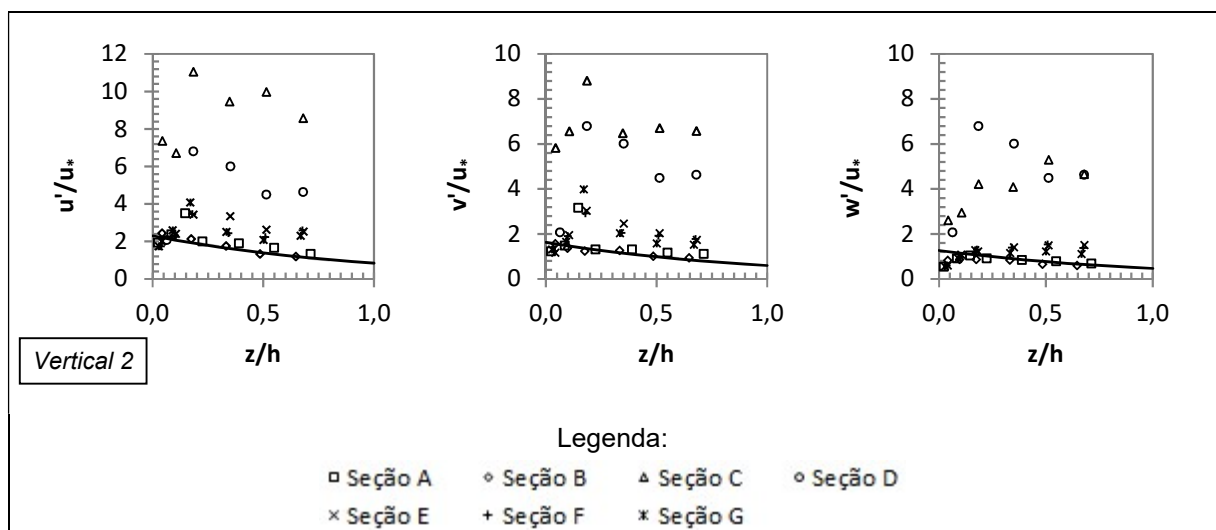


FIGURA 4.12 - PERFIS DE INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA

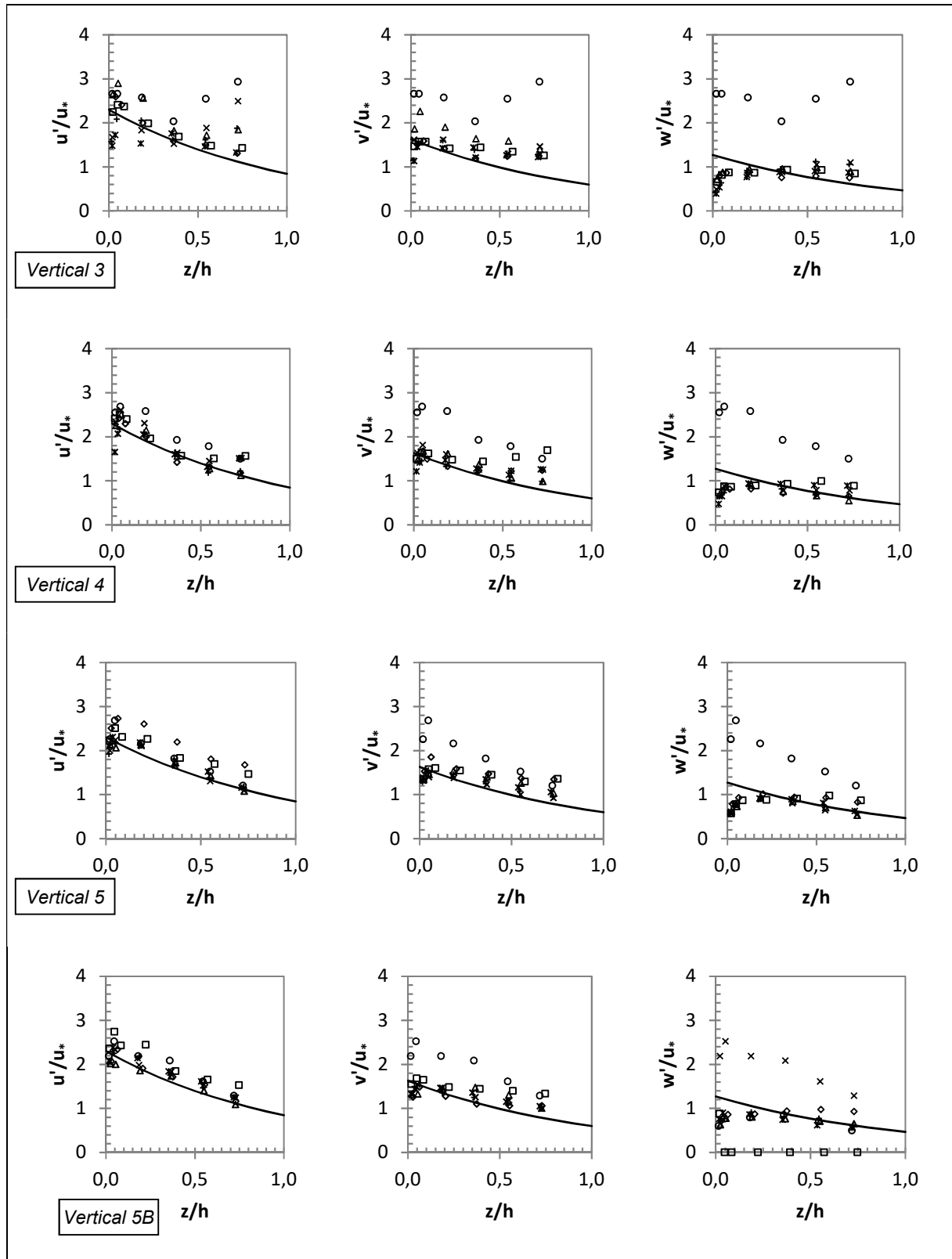


FIGURA 4.12 – PERFIS DE INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA (continuação)

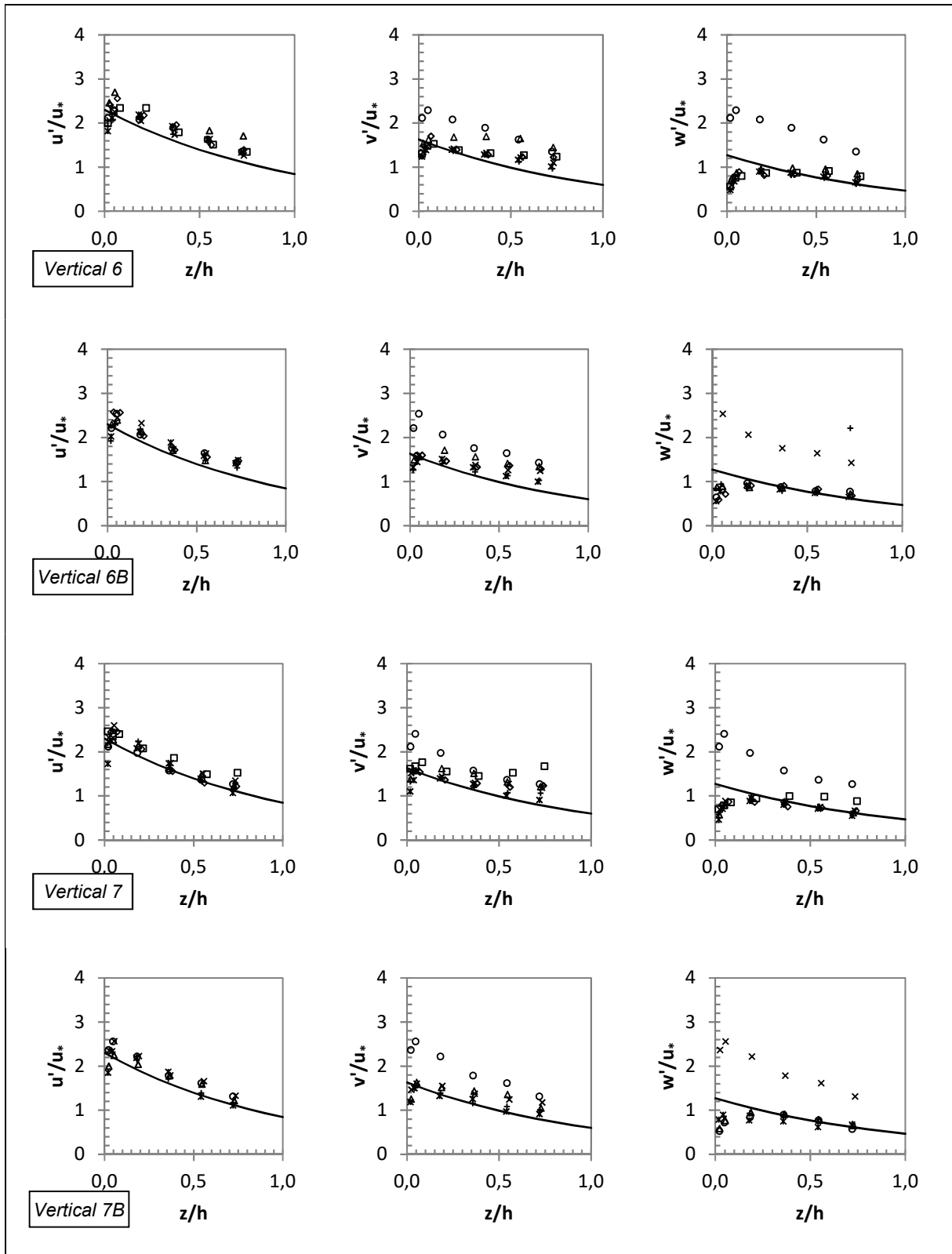


FIGURA 4.12 – PERFIS DE INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA (continuação)

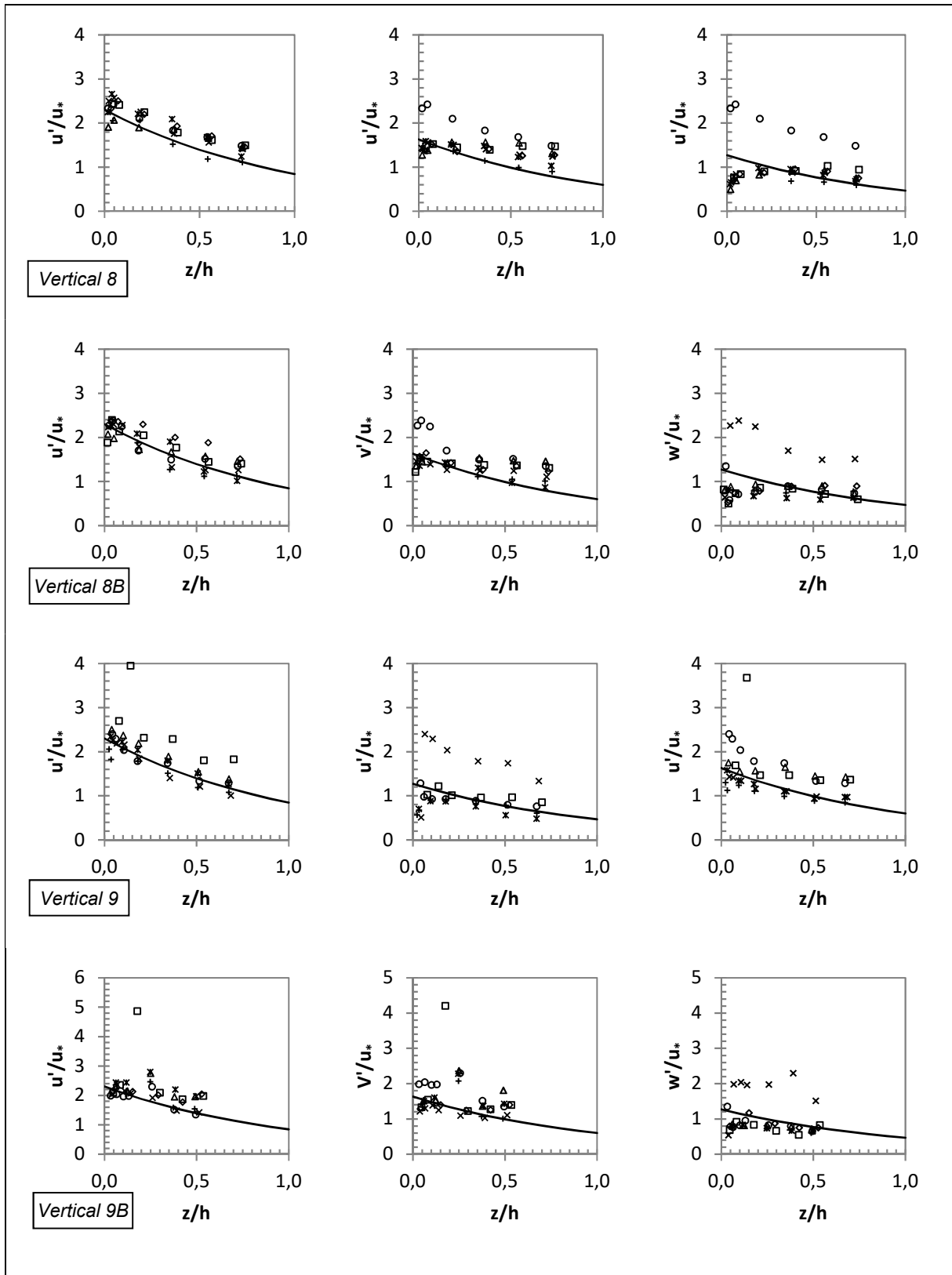


FIGURA 4.12 – PERFIS DE INTENSIDADE DE TURBULÊNCIA (continuação)

4.1.3 Determinação da tensão tangencial

Os seguintes métodos foram utilizados para determinar a distribuição de tensão tangencial ao longo do canal:

- a) Método gravitacional;
- b) Método do perfil logarítmico; e
- c) Método da covariância.

4.1.3.1 Método gravitacional

Considerando o método gravitacional, a tensão tangencial média da seção foi calculada de acordo com a equação (2-56).

$$\tau = \rho g S_f R_h \quad (4-1)$$

O raio hidráulico da (R_h) foi determinado a partir da profundidade média do escoamento na seção transversal.

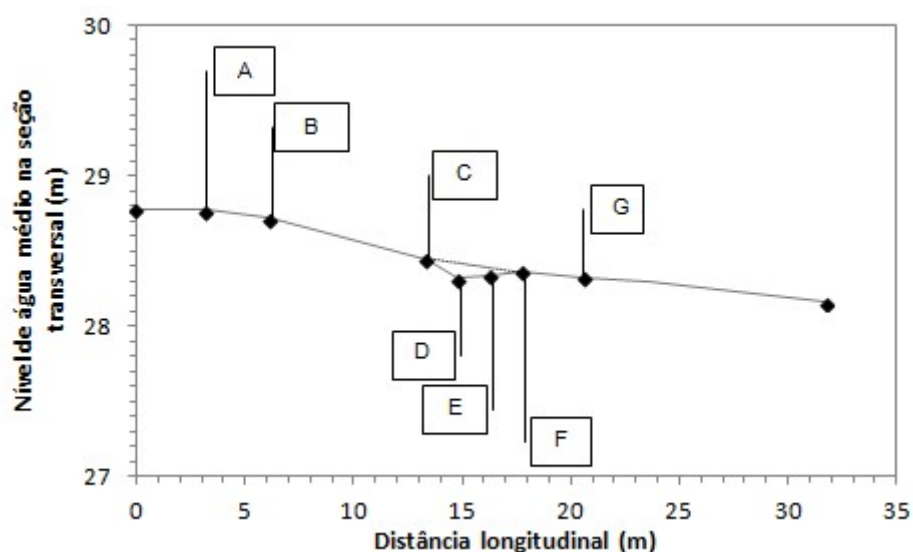


FIGURA 4.13 - NÍVEL DE ÁGUA MÉDIO NA SEÇÃO TRANSVERSAL AO LONGO DO CANAL

A Figura 4.11 mostra a variação do nível de água ao longo do canal. Entre as seções C e D, localizadas na curva 2, ocorre uma redução significativa do nível de água e na sequência um aumento, entre as seções D e F. A inclinação da linha de energia (S_f), portanto, não deveria ser determinada a partir da simplificação em considerar S_f equivalente à inclinação da superfície de água.

Como alguns modelos numéricos não consideram escoamentos tridimensionais, ou seja, determinam resultados a partir de hipóteses uni ou bidimensionais, é interessante calcular as tensões tangenciais médias a partir do método gravitacional, que também é baseado em tais hipóteses.

TABELA 4.2 – DETERMINAÇÃO DA TENSÃO TANGENCIAL MÉDIA NA SEÇÃO

Seção	Estaca (m)	R_h (cm)	S_f (m/m)	τ (N/m ²)	u_* (m/s)
Montante	0,00				
A	3,21	22,54	0,00010	0,218	0,015
B	6,10	22,50	0,00028	0,623	0,025
C	13,37	22,30	0,00025	0,556	0,024
D	14,80	22,21	0,00025	0,553	0,024
E	16,24	22,22	0,00025	0,554	0,024
F	17,73	22,24	0,00025	0,554	0,024
G	20,61	22,21	0,00014	0,309	0,018
Jusante	31,76				

A inclinação da linha de energia foi considerada igual à inclinação do nível de água, exceto na região entre as seções C e F, na qual foi ajustada devido à hipótese de escoamento uniforme.

4.1.3.2 Método do perfil logarítmico

Para determinação da tensão tangencial a partir do método do perfil logarítmico foram avaliados os perfis de velocidade medidos ao longo do canal. Os perfis estão apresentados na Figura 4.14 na forma original (U_{xy}) e na forma

logarítmica ($U^+ \times y^+$), onde U^+ e y^+ são definidos de acordo com as equações (2-38) e (2-39).

Os perfis indicam que a distribuição de velocidades varia consideravelmente ao longo do canal, principalmente próximo às margens (verticais 2, 3, 8, 8B, 9 e 9B).

É possível notar a variação do perfil vertical ao longo do canal, indicando a influência da curva sobre o escoamento. Na vertical 7, por exemplo, as velocidades são menores nas seções A, B e C, comparadas às demais seções. Isso ocorre devido à concentração do escoamento junto à margem direita do canal causada pelas curvas 2 e 3. Nas seções B e C, o escoamento é influenciado pela curva 1, com curvatura contrária às demais e, portanto, as maiores velocidades estão localizadas na região da margem esquerda.

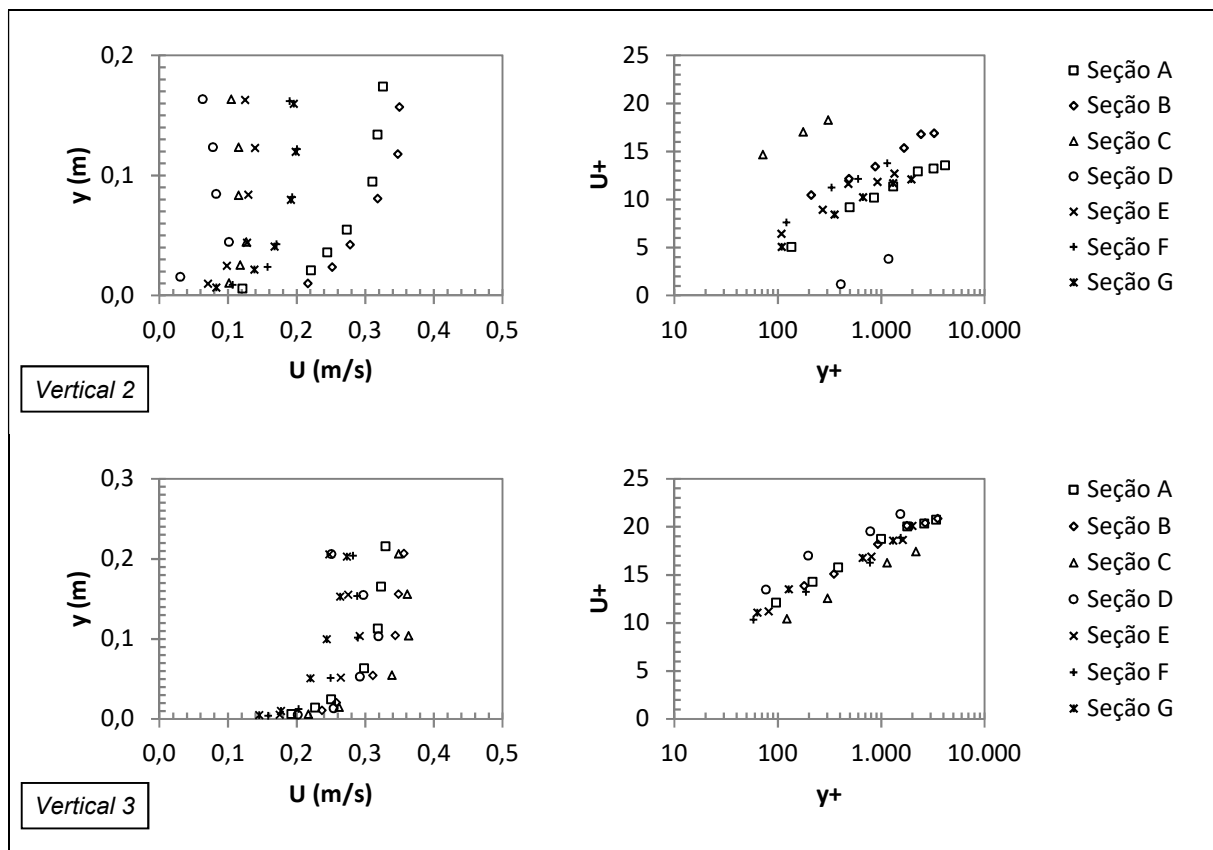


FIGURA 4.14 - PERFIS DE VELOCIDADE MEDIDOS AO LONGO DO CANAL

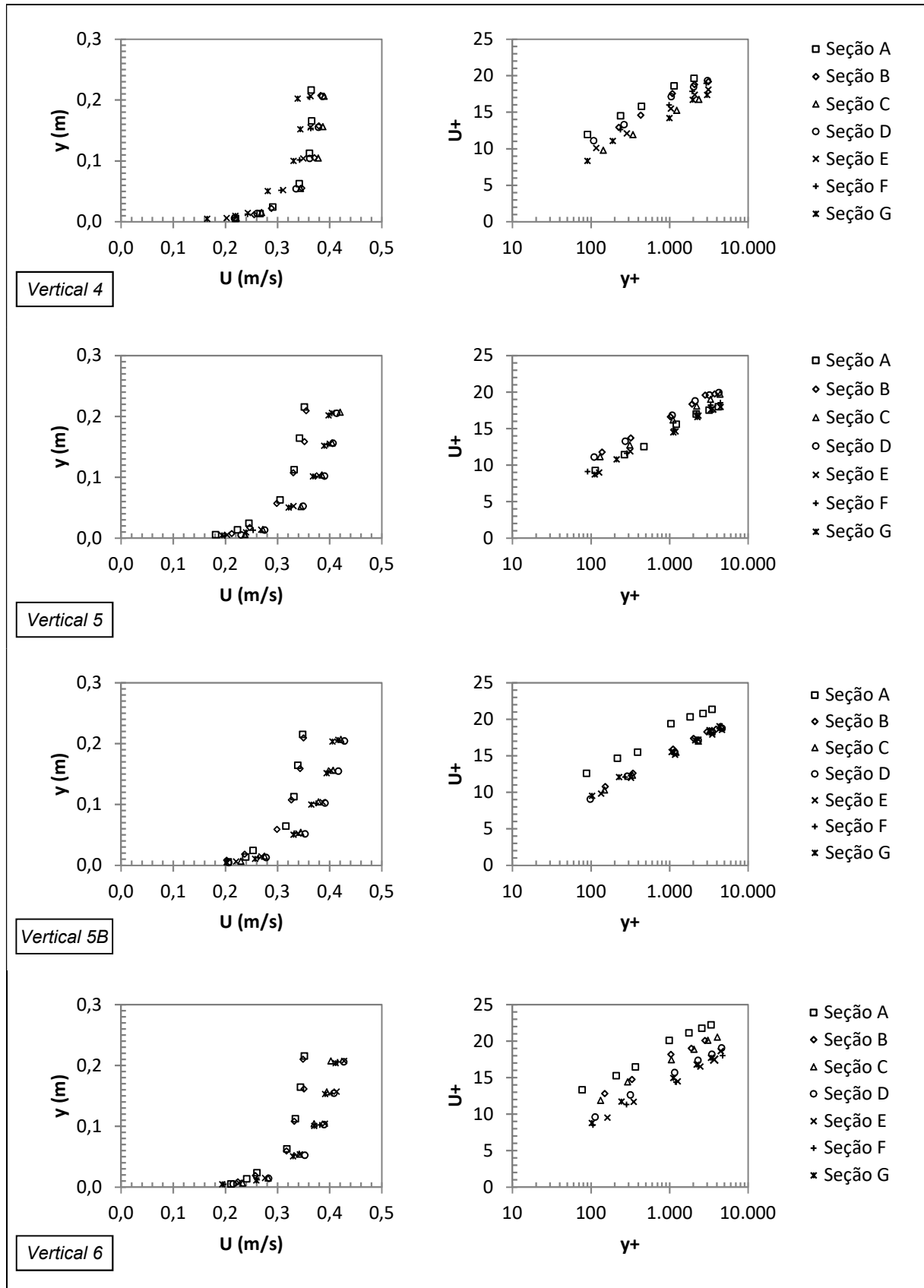


FIGURA 4.14 - PERFIS DE VELOCIDADE MEDIDOS AO LONGO DO CANAL (continuação)

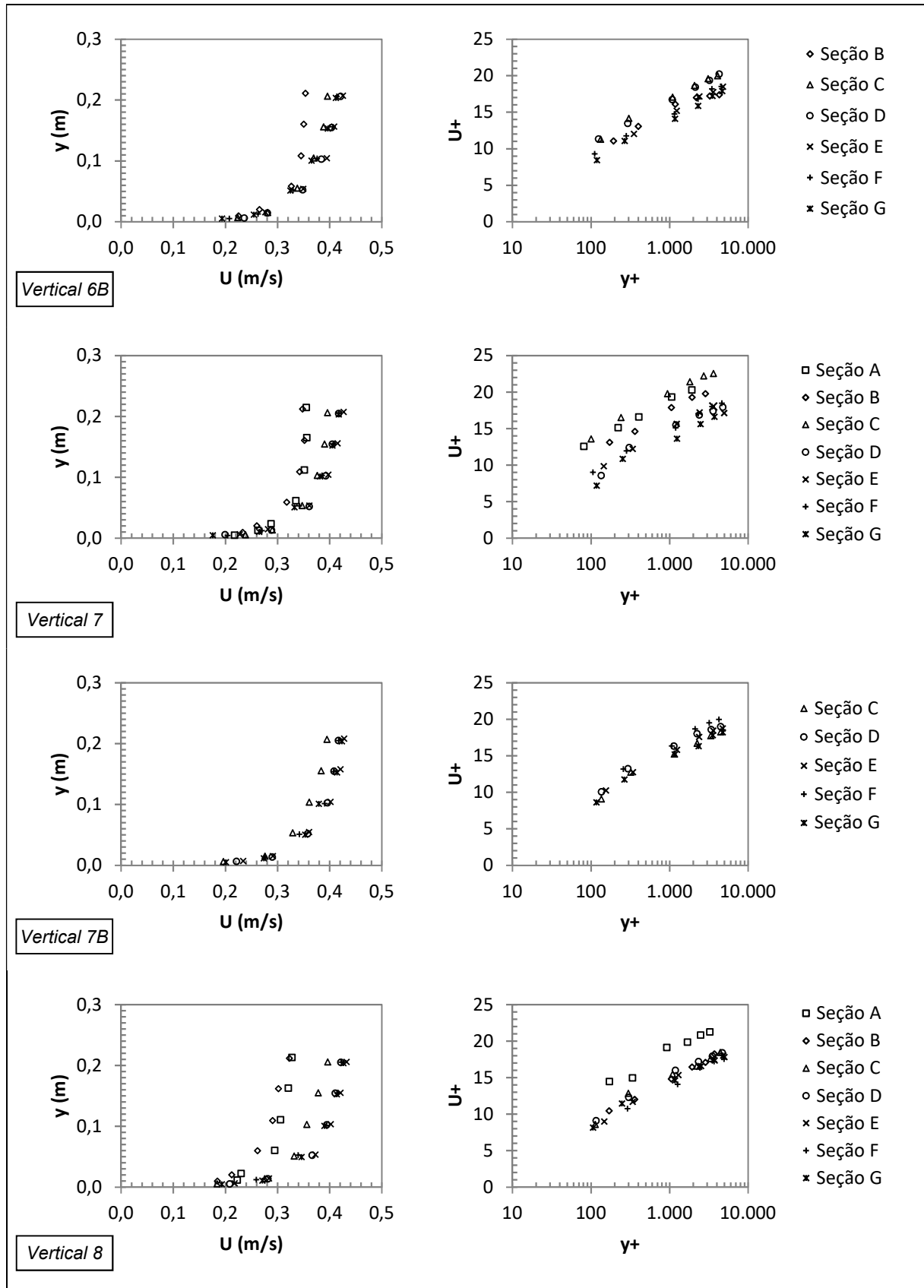


FIGURA 4.14 - PERFIS DE VELOCIDADE MEDIDOS AO LONGO DO CANAL (continuação)

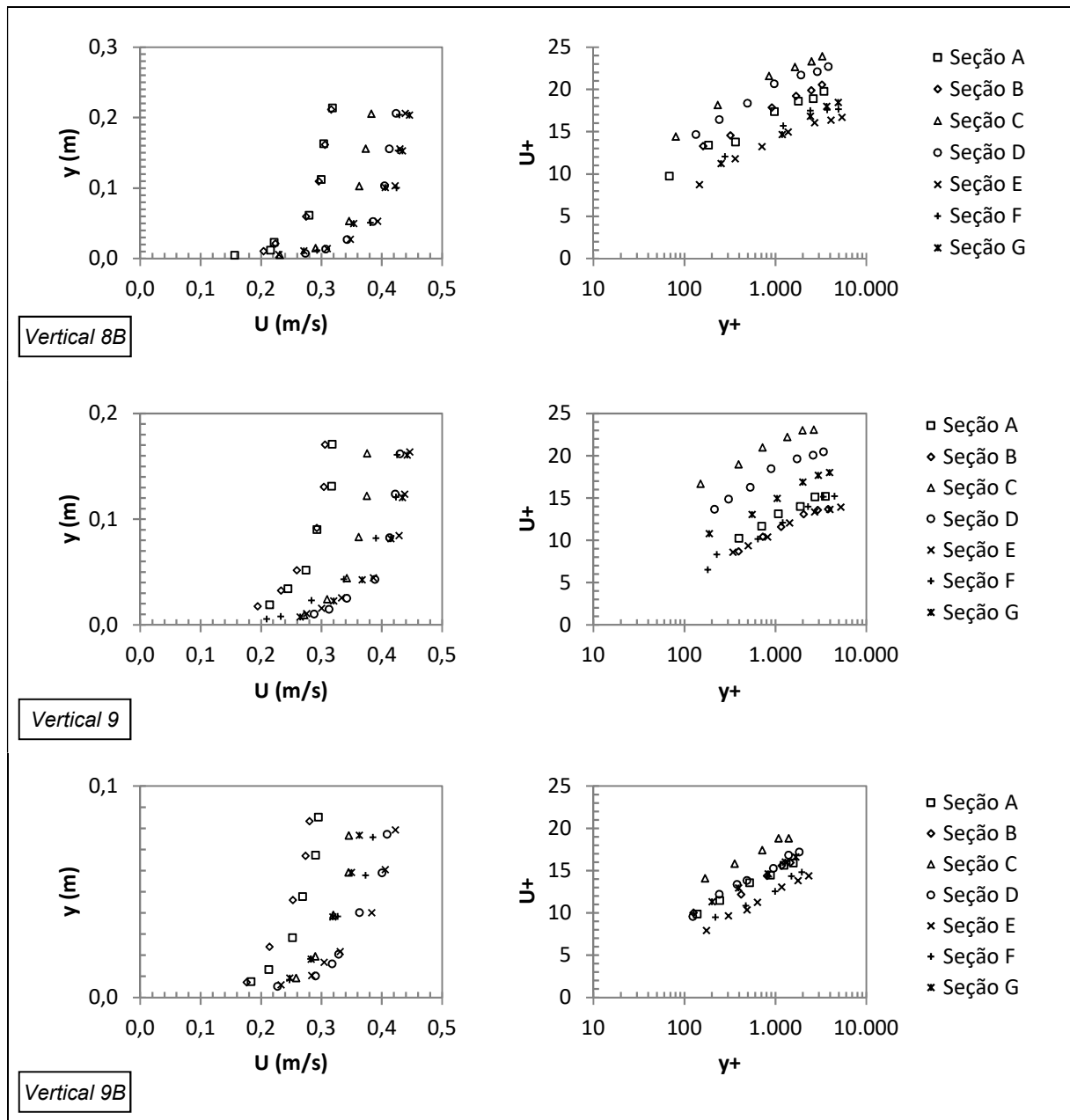


FIGURA 4.14 – PERFIS DE VELOCIDADE MEDIDOS AO LONGO DO CANAL (continuação)

A distribuição de tensões tangenciais obtidas pelo método do perfil logarítmico, descrito no item 2.4.2, é apresentada na Figura 4.15.

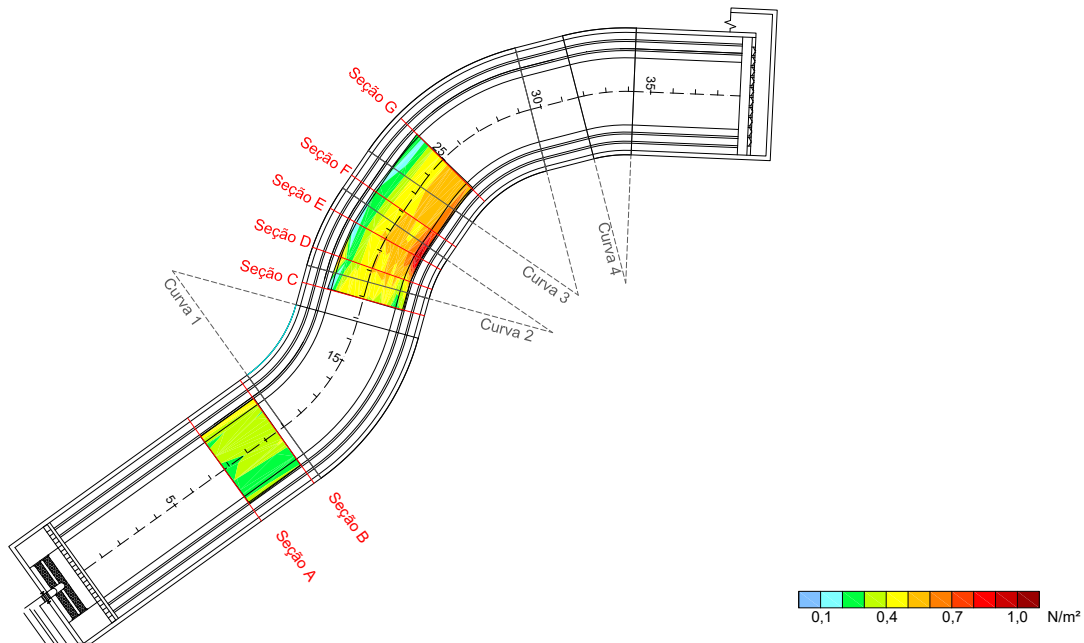


FIGURA 4.15 - TENSÕES TANGENCIAIS CALCULADAS PELO MÉTODO DO PERFIL LOGARÍTMICO

4.1.3.3 Método das tensões de Reynolds

Os perfis de distribuição das tensões de Reynolds $u'w'$ estão apresentados na Figura 4.16. É possível observar a linearidade dos perfis das distribuições na maioria das medições.

Em algumas verticais, não há linearidade da distribuição das tensões de Reynolds próximo à superfície de água, possivelmente devido a efeitos de correntes secundárias e divergências em relação ao escoamento uniforme, conforme observado por Nikora e Goring (2000).

Na região próxima ao contorno, a tensão de Reynolds atinge um valor máximo e então reduz em direção ao fundo. De acordo com Nikora e Goring (2000), esta redução indica a existência de uma subcamada rugosa, onde surgem mecanismos adicionais de extração de quantidade de movimento (interação entre o escoamento e partículas móveis do fundo, arraste ou tensões dispersivas, por exemplo).

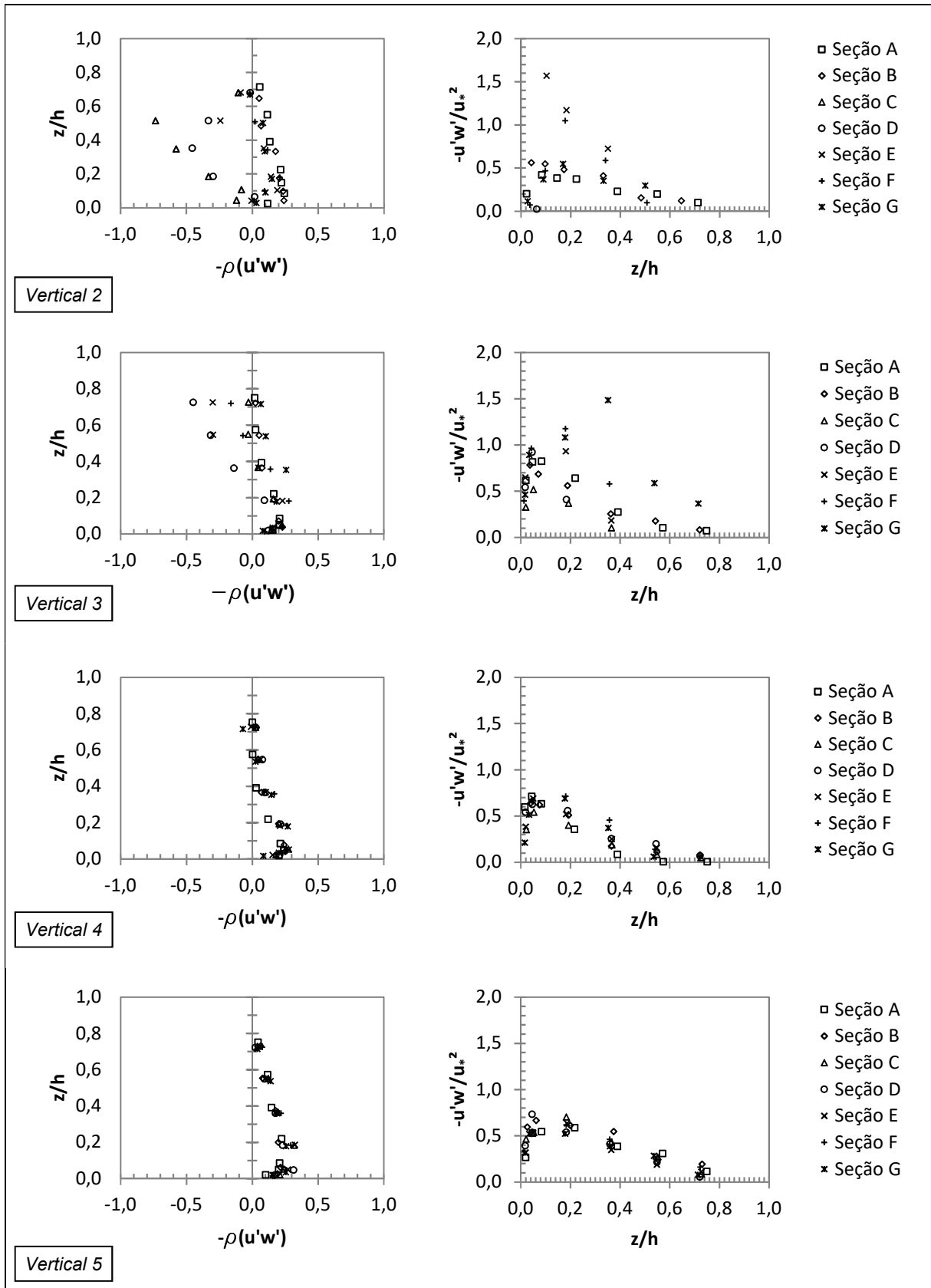


FIGURA 4.16 - PERFILES DE TENSOES DE REYNOLDS MEDIDOS NAS VERTICAIS

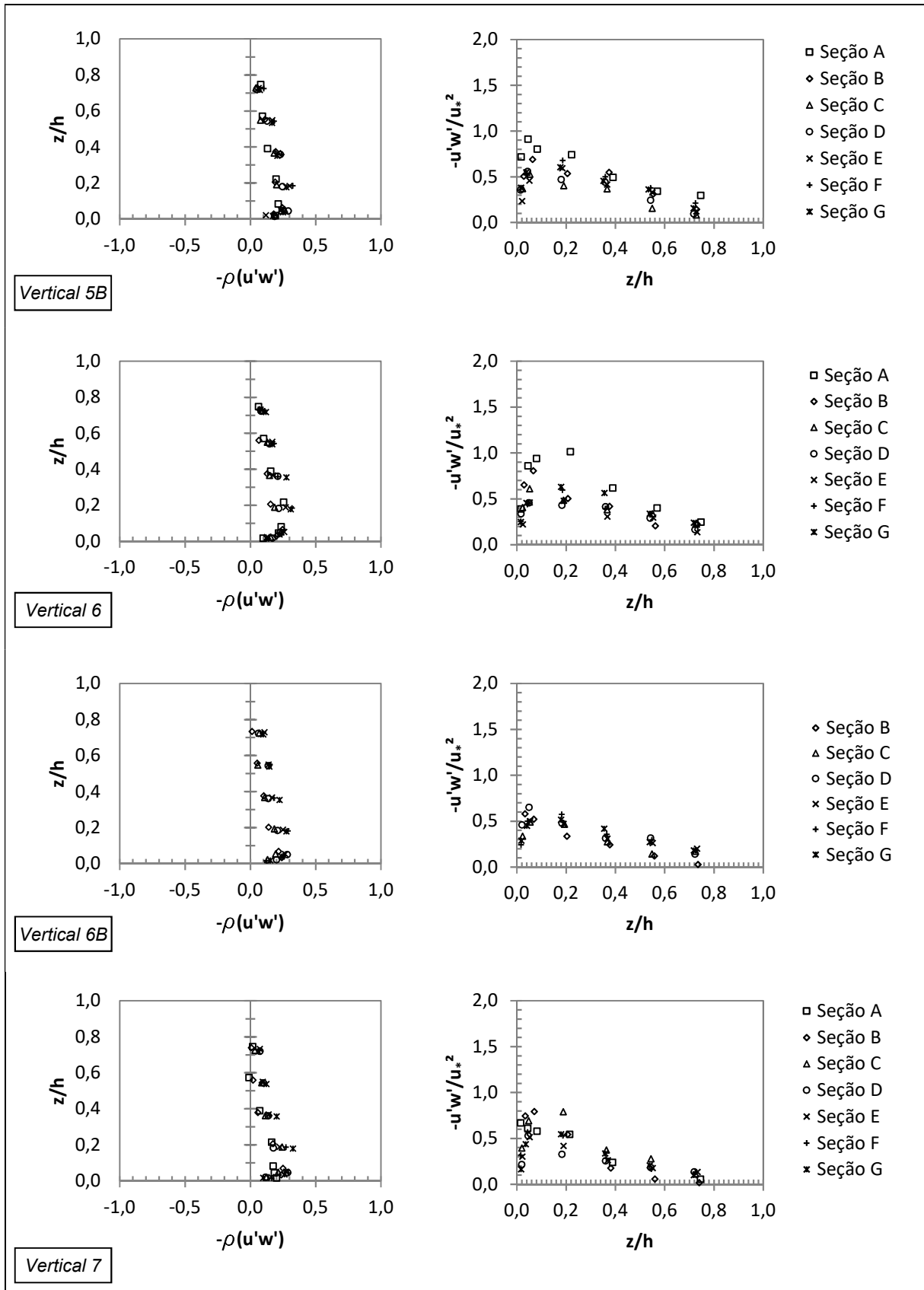


FIGURA 4.16 – PERFIS DE TENSOES DE REYNOLDS MEDIDOS NAS VERTICAIS (continuação)

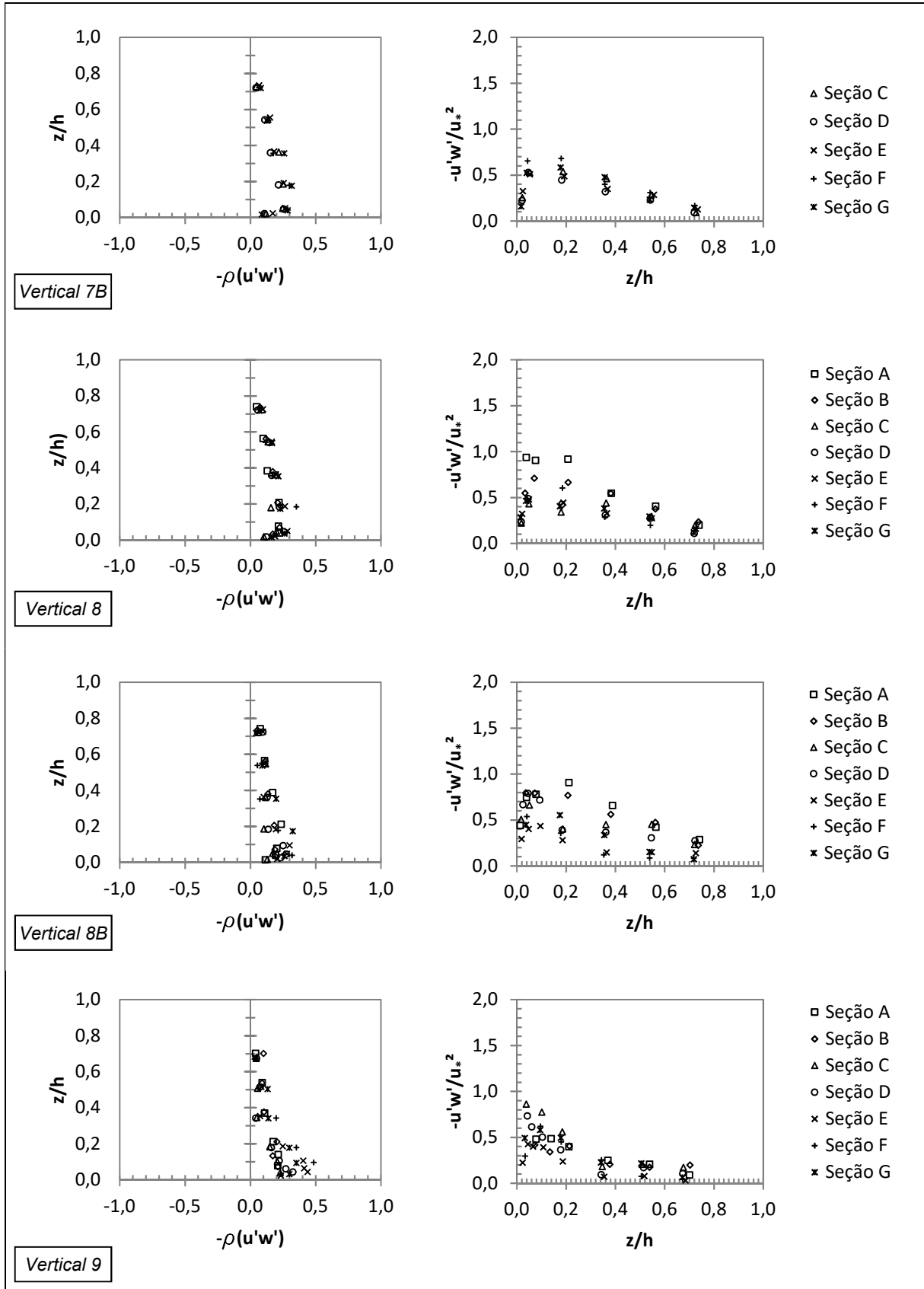


FIGURA 4.16 – PERFIS DE TENSOES DE REYNOLDS MEDIDOS NAS VERTICAIS (continuação)

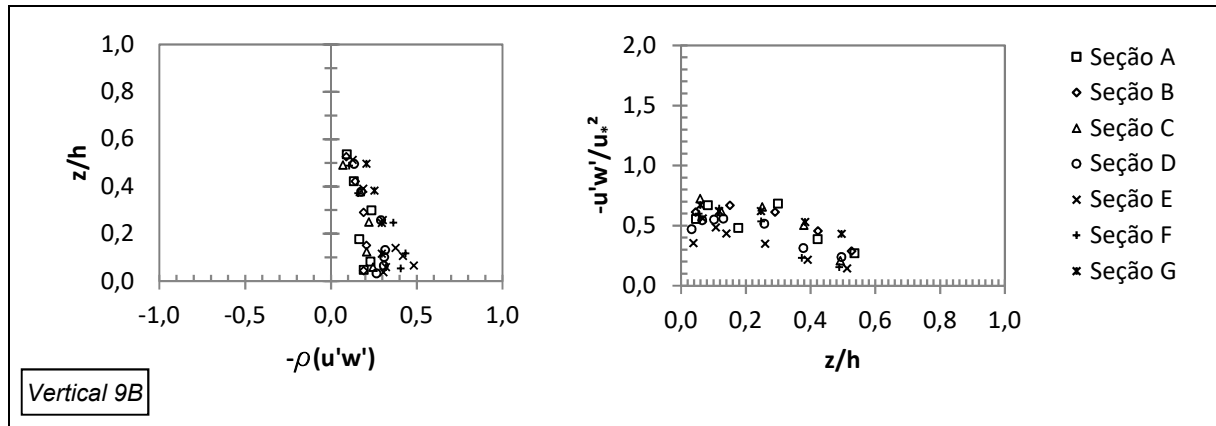


FIGURA 4.16 – PERFIS DE TENSOES DE REYNOLDS MEDIDOS NAS VERTICAIS (continuação)

As distribuições das tensões de Reynolds em cada seção transversal estão apresentadas na Figura 4.17.

Os padrões de $u'w'$ são indicativos da interação do escoamento com o fundo do canal. Próximo à superfície, as tensões tangenciais são nulas. Os valores negativos da tensão tangencial são referentes à reversão da direção da quantidade de movimento do fluxo turbulento, coerente com a localização das zonas de separação do escoamento junto à margem esquerda do canal.

Os padrões de $u'v'$ são válidos para determinar regiões sujeitas a tensões laterais. Os locais com tensões laterais mais altas ocorrem nas regiões de separação do escoamento. As distribuições de $v'w'$ não apresentaram nenhum padrão e possuem valores próximos a zero.

A tensão tangencial junto ao fundo foi obtida a partir da extrapolação de $u'w'$ até o fundo, conforme descrito no item 2.4.3 e é apresentada na Figura 4.18.

Os maiores valores foram observados junto à margem interna da curva 2,

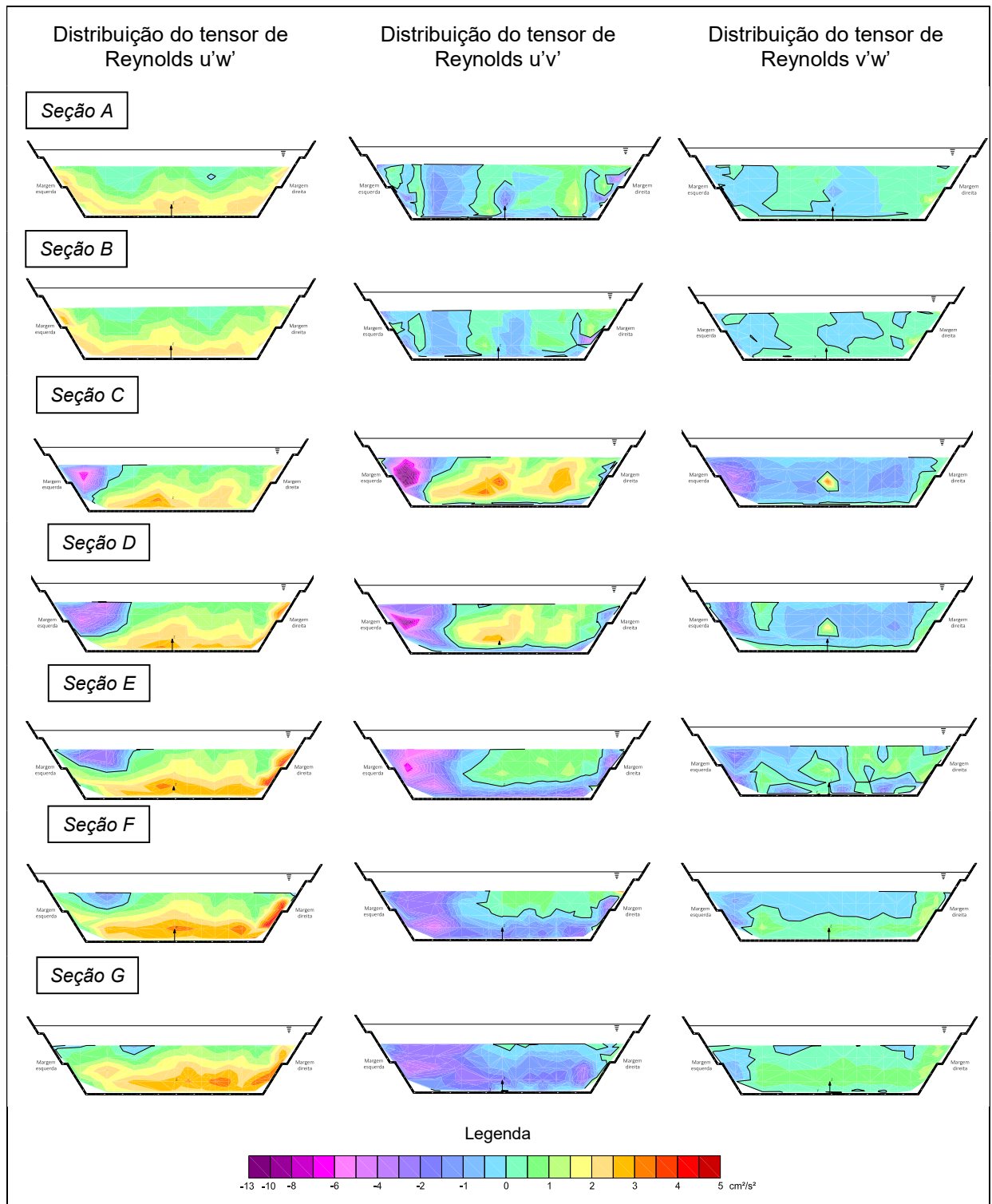


FIGURA 4.17 - DISTRIBUIÇÃO DOS TENSORES DE REYNOLDS $u'w'$, $u'v'$ E $v'w'$

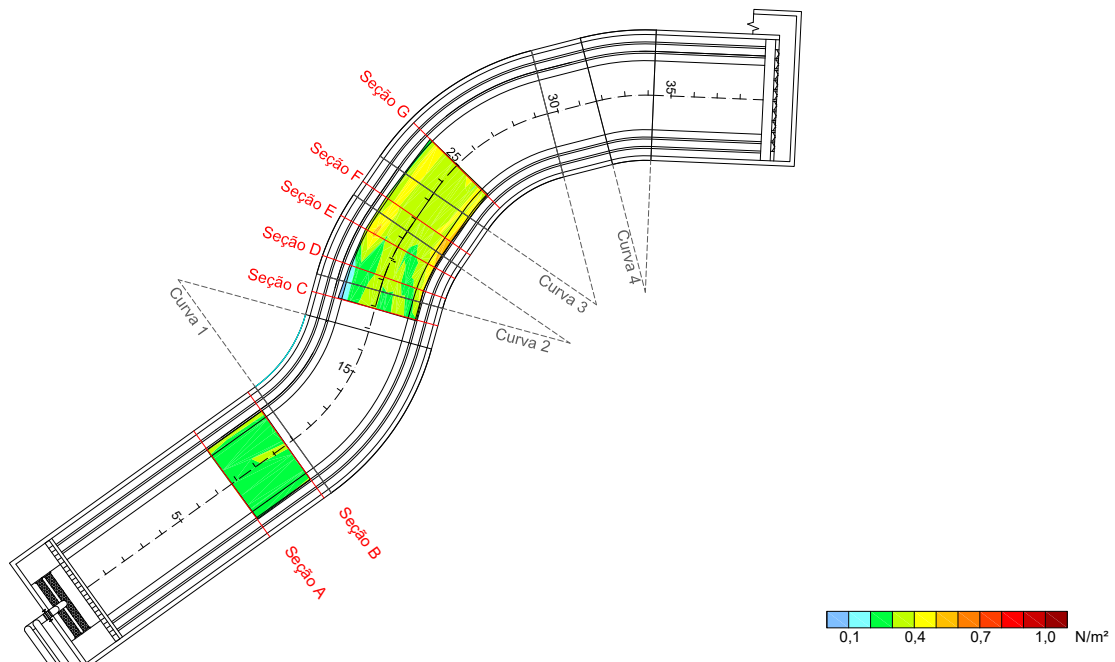


FIGURA 4.18 - TENSÕES TANGENCIAIS CALCULADAS A PARTIR DO MÉTODO DAS TENSÕES DE REYNOLDS

4.1.3.4 Método da energia cinética turbulenta

Os padrões de distribuição da energia cinética turbulenta, TKE, fornecem uma visão da estrutura turbulenta no canal. As distribuições de TKE e das variâncias u'^2 , v'^2 , w'^2 estão apresentadas na Figura 4.19.

Na seção A, em geral, o escoamento é caracterizado por valores máximos de TKE localizados próximos ao fundo com aumento gradual em direção à superfície. Há, no entanto, três posições fora do padrão, com valores relativamente altos de energia cinética turbulenta, sendo um ponto junto à margem esquerda e dois junto à margem direita. Esses pontos estão associados a locais com gradiente de velocidade vertical, w , relativamente altos (Figura 4.4).

Na seção B, na margem direita, existe uma região com valor alto de TKE. Esse aumento de energia corresponde a uma área de cisalhamento entre o escoamento principal e o escoamento estagnado próximo à margem (a redução de velocidades pode ser observada na Figura 4.5). Da mesma forma, valores altos de TKE são observados na margem esquerda, nas seções C a G.

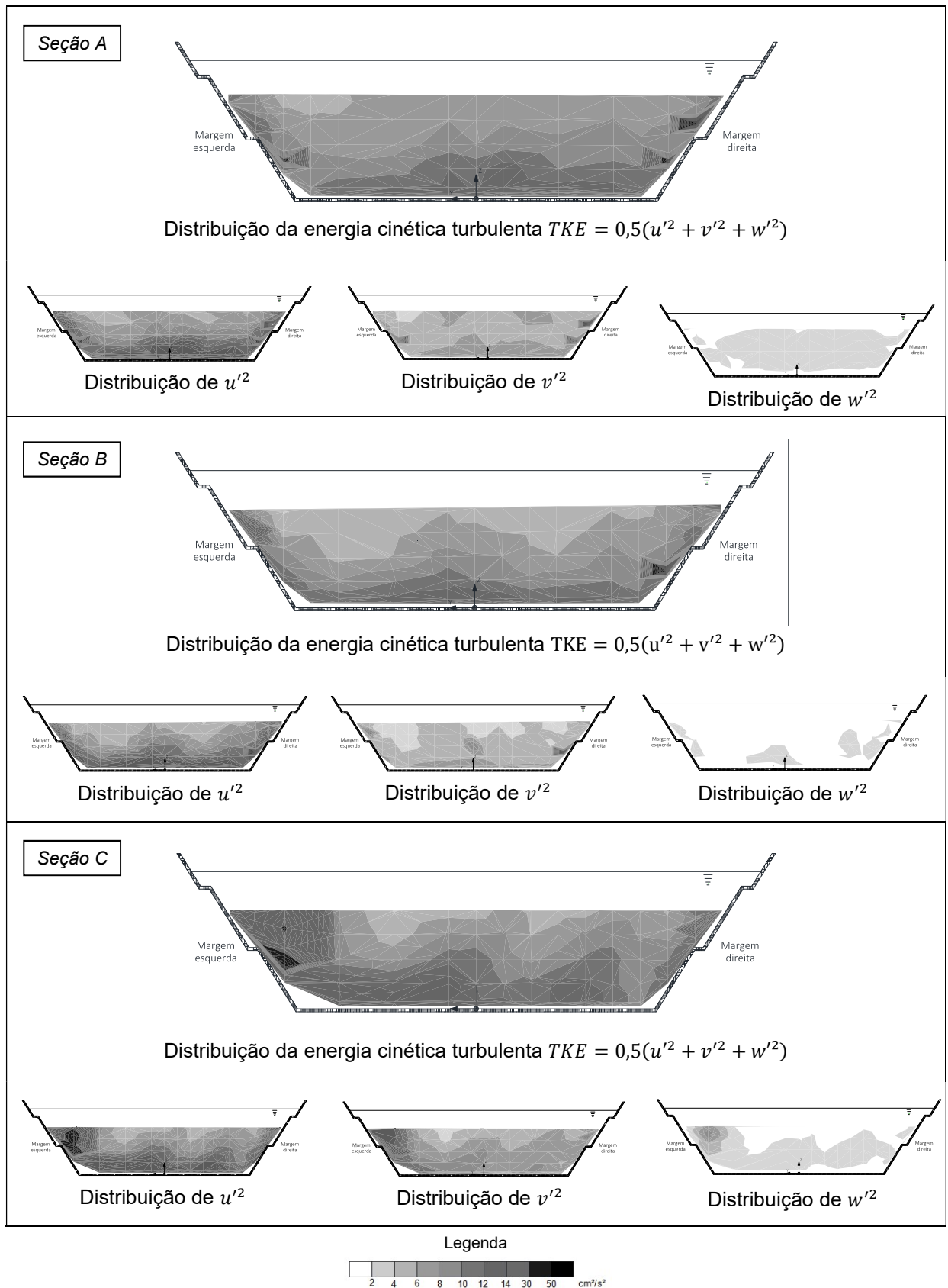


FIGURA 4.19 - DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E DAS VARIÂNCIAS DE VELOCIDADE

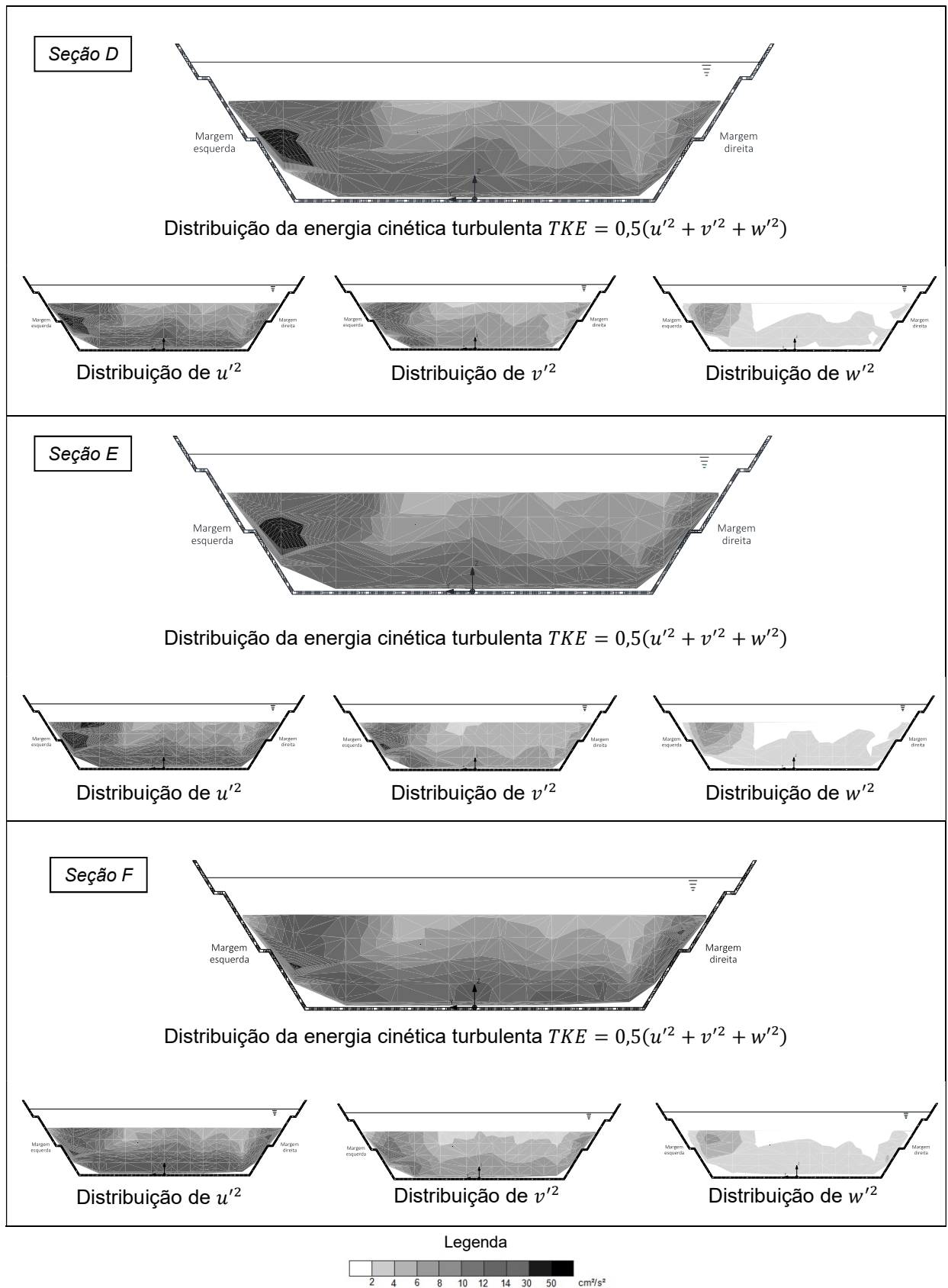


FIGURA 4.19 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E DAS VARIÂNCIAS DE VELOCIDADE (continuação)

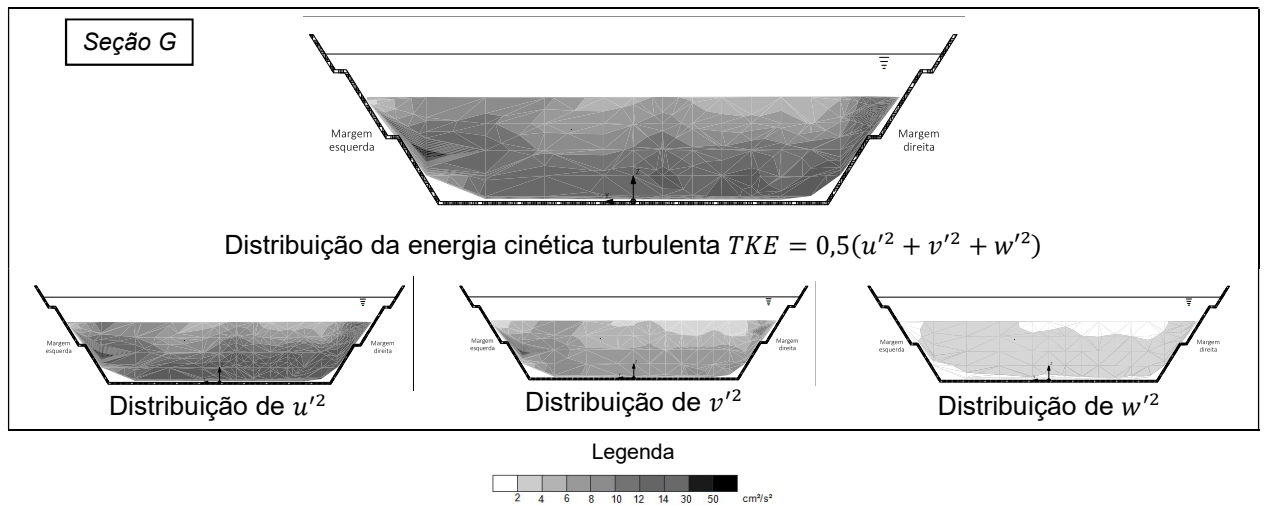


FIGURA 4.19 – DISTRIBUIÇÃO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E DAS VARIÂNCIAS DE VELOCIDADE (continuação)

A determinação da tensão tangencial a partir do método da energia cinética depende do coeficiente C_1 . Kim *et al.* (2000) realizaram a determinação de C_1 em função das tensões tangenciais determinadas pelo método das tensões de Reynolds, o qual julgaram ser o mais apropriado para seu estudo.

A relação entre a energia cinética turbulenta¹¹ e a tensão tangencial, no presente estudo, é apresentada na Figura 4.20. O valor médio das relações é igual a 0,23 (representado na figura pela reta), determinando-se então o coeficiente $C_1 = 0,23$.

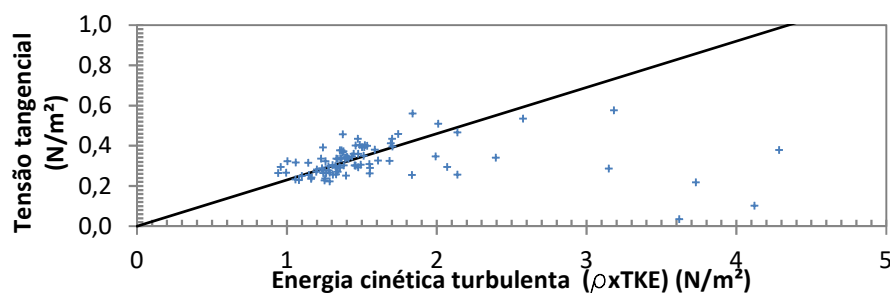


FIGURA 4.20 - RELAÇÃO ENTRE TENSOES TANGENCIAIS DETERMINADAS PELO MÉTODO DAS TENSÕES DE REYNOLDS E ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

¹¹ Conforme sugerido por Biron *et al.* (2004), considerou-se a energia cinética turbulenta máxima do perfil vertical.

A distribuição das tensões tangenciais obtidas a partir do método da energia cinética turbulenta é apresentada na Figura 4.21.

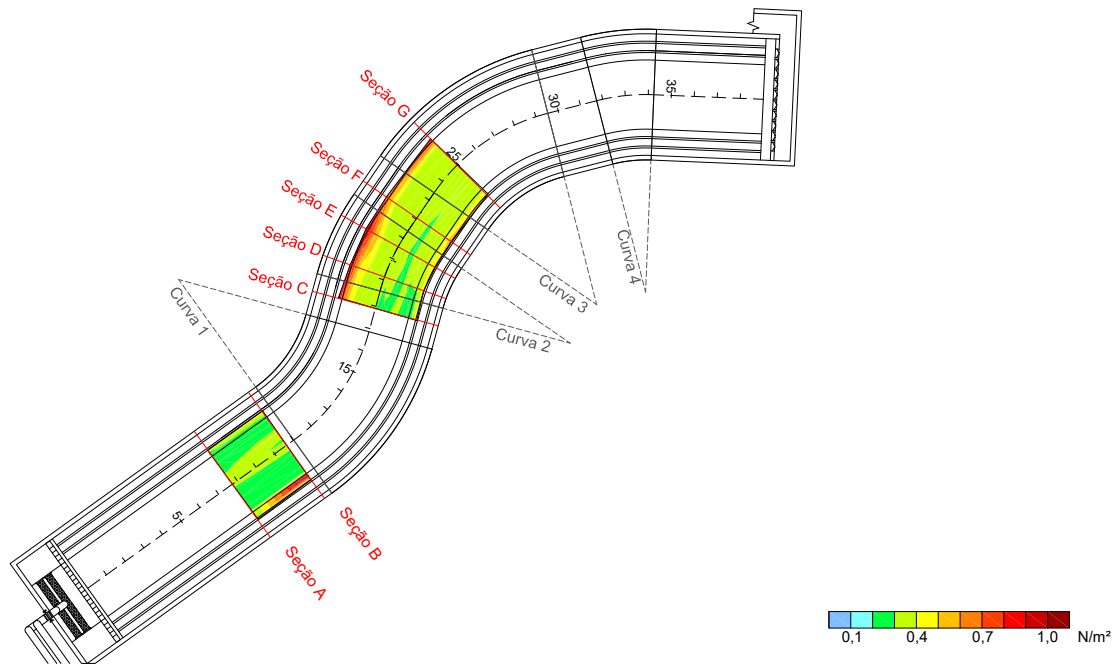


FIGURA 4.21 - TENSÕES TANGENCIAIS CALCULADAS A PARTIR DO MÉTODO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

Embora o método seja capaz de identificar zonas de tensões tangenciais altas (região da curva 2), os valores máximos da energia cinética turbulenta ocorrem nas zonas de separação do escoamento, onde há tensão lateral, em posições relativamente longe do fundo do canal. Nessas regiões, próximo ao fundo, a energia cinética turbulenta diminui consideravelmente (conforme apresentado Figura 4.16), indicando que utilizar o valor máximo da energia cinética turbulenta pode induzir a erros na determinação da tensão tangencial e na determinação do coeficiente C_1 .

A relação entre as variâncias u'^2 , v'^2 e w'^2 e a energia cinética turbulenta é apresentada na Figura 4.22. A tendência observada para u'^2 corresponde aos estudos de Kim *et al.* (2000), porém para as demais variâncias, os valores observados foram diferentes, conforme indicado na Figura.

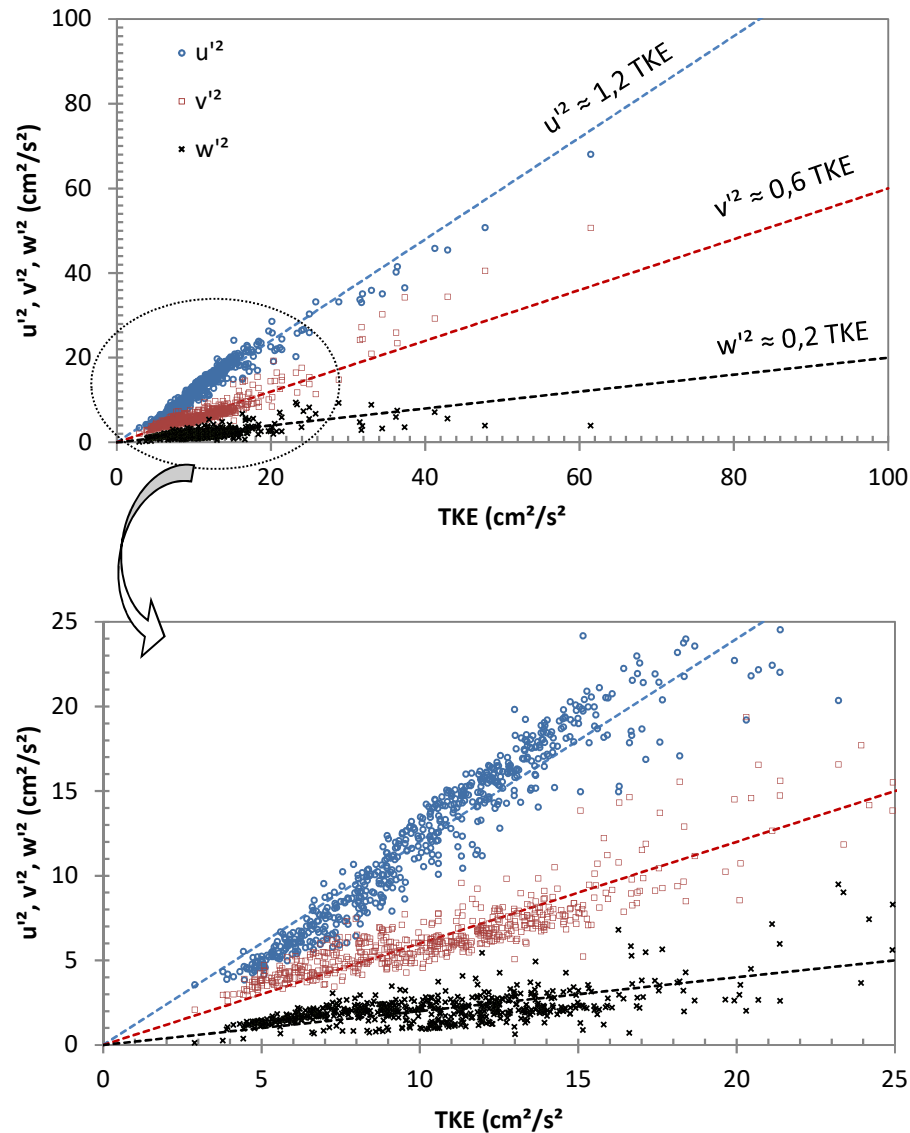


FIGURA 4.22 - RELAÇÃO ENTRE VARIÂNCIAS E ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

Desta forma, o coeficiente $C_2 = 0,9$ do método proposto por Kim *et al.* (2000) não é válido. A determinação correta desse coeficiente deve ser feita considerando o coeficiente C_1 e a relação entre w'^2 e TKE. Considerando $C_1 = 0,23$ e $w'^2 = 0,2 TKE$, tem-se o coeficiente $C_2 = 1,15$.

A distribuição das tensões tangenciais considerando a relação entre as variâncias na velocidade na direção vertical do escoamento é apresentada na Figura 4.23. A posição do valor máximo de w'^2 não ocorreu necessariamente próxima ao fundo nas regiões de separação do escoamento e, portanto, a determinação da tensão

tangencial a partir do método da energia cinética turbulenta nessas regiões conduz a erros.

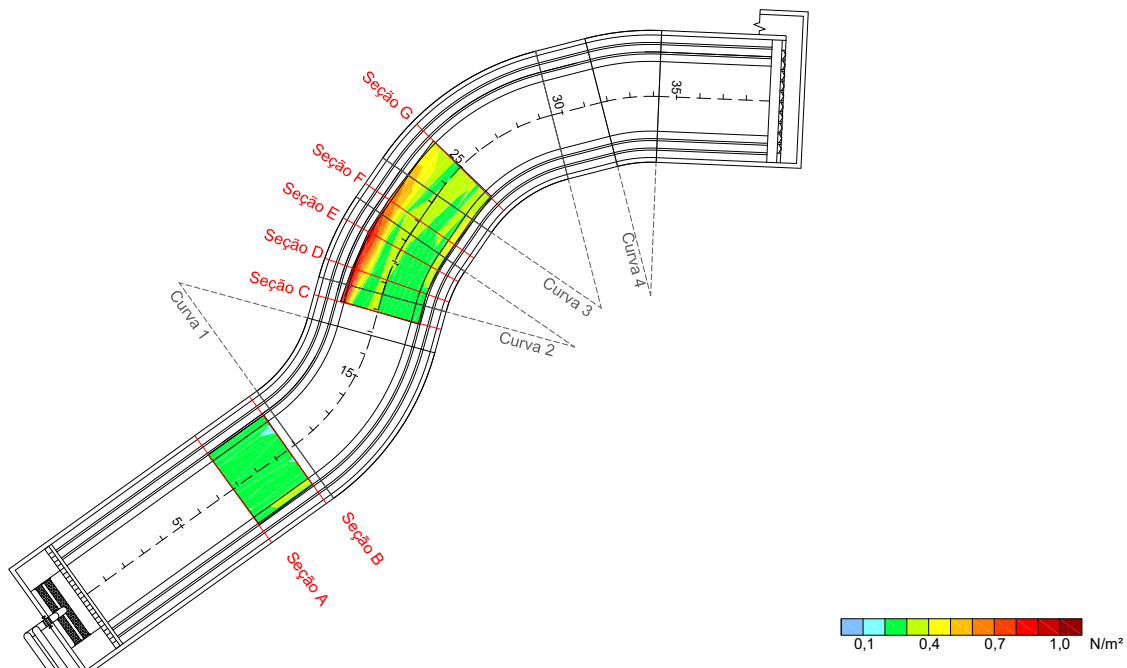


FIGURA 4.23 - TENSÕES TANGENCIAIS CALCULADAS A PARTIR DA VARIAÇÃO DO MÉTODO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA

4.1.3.5 Comparação entre os métodos

A comparação entre as distribuições das tensões tangenciais ao longo do canal obtidas através dos métodos descritos anteriormente é apresentada nas Figuras 4.24 e 4.25.

Os métodos foram capazes de indicar a zona de altas tensões tangenciais na margem interna da curva 2 causada pela alteração de direção do canal. Porém, os valores obtidos foram divergentes. O método do perfil logarítmico resultou nos maiores valores. Os métodos baseados na turbulência do escoamento resultaram em valores da mesma ordem de grandeza.

Os padrões observados foram, de maneira geral, similares, com exceção dos valores obtidos a partir dos métodos baseados na energia cinética turbulenta do escoamento que indicaram tensões tangenciais elevadas junto à margem externa das curvas.

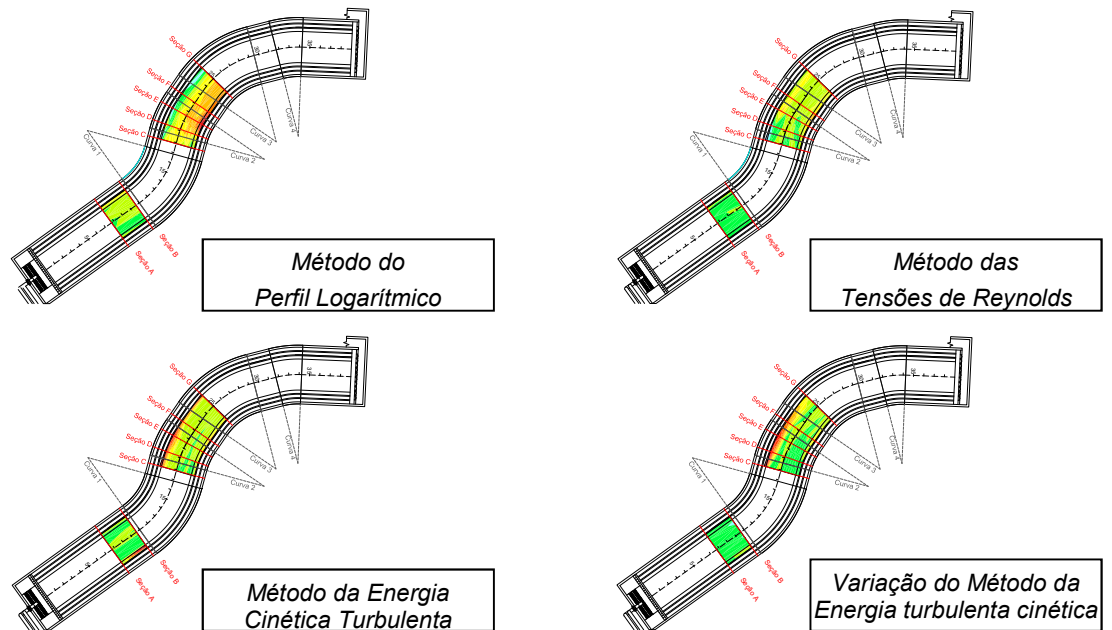


FIGURA 4.24 - COMPARAÇÃO ENTRE AS DISTRIBUIÇÕES DAS TENSÕES TANGENCIAIS OBTIDAS ATRAVÉS DE DIFERENTES MÉTODOS

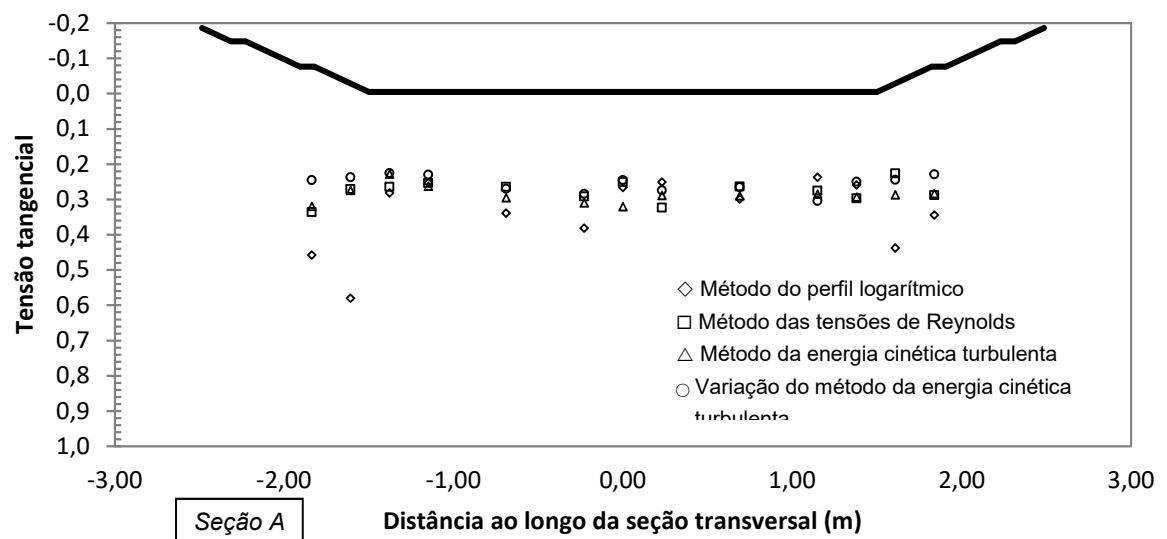


FIGURA 4.25 - COMPARAÇÃO ENTRE OS MÉTODOS DE DETERMINAÇÃO DAS TENSÕES TANGENCIAIS

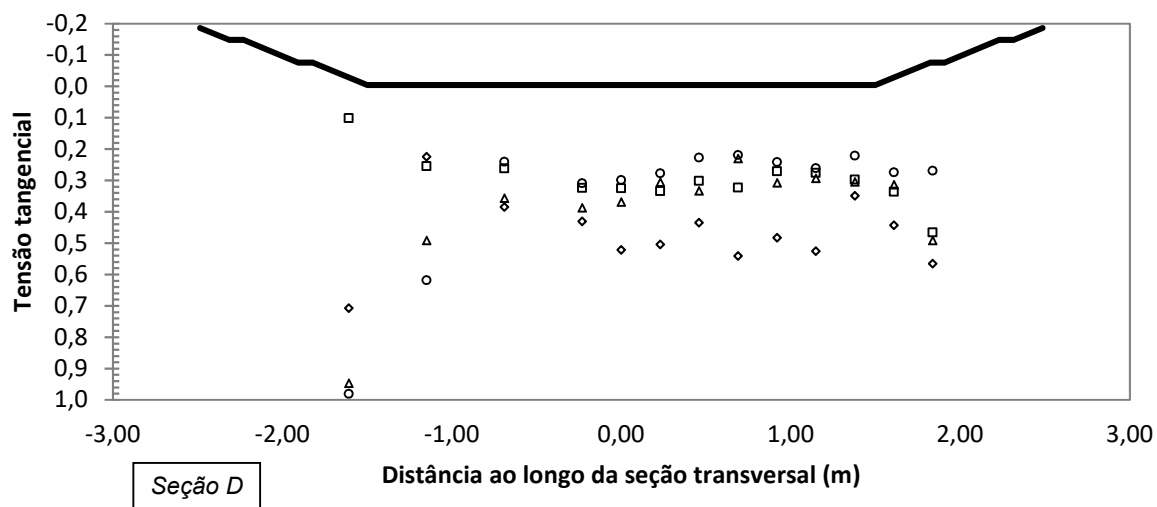
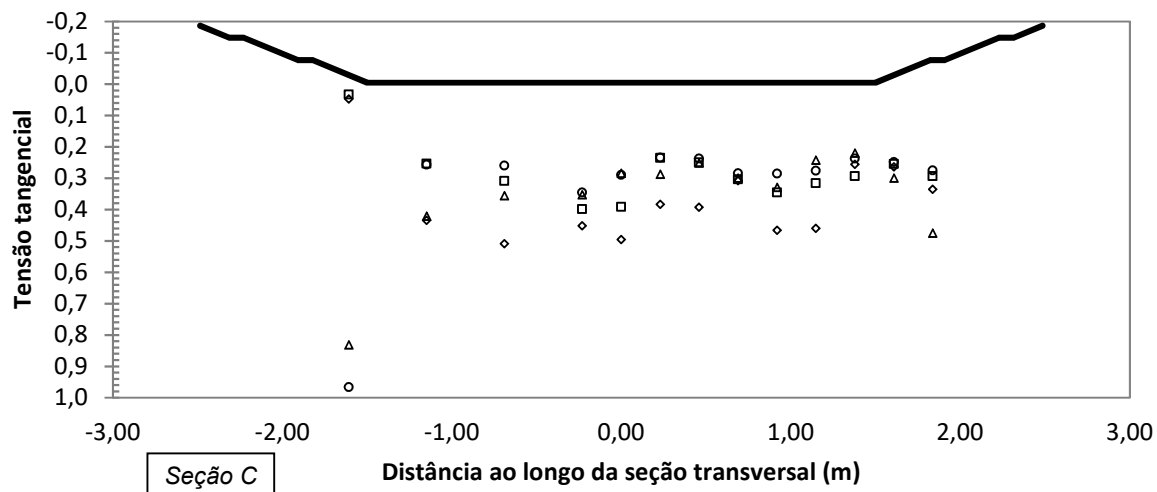
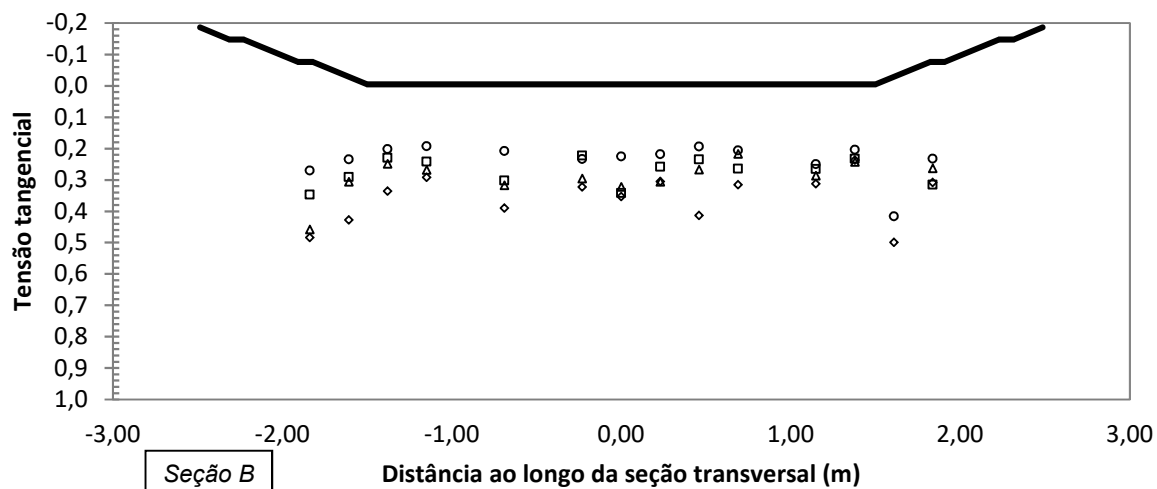


FIGURA 4.25 - COMPARAÇÃO ENTRE OS METODOS DE DETERMINAÇÃO DAS TEMSÕES TANGENCIAIS
(continuação)

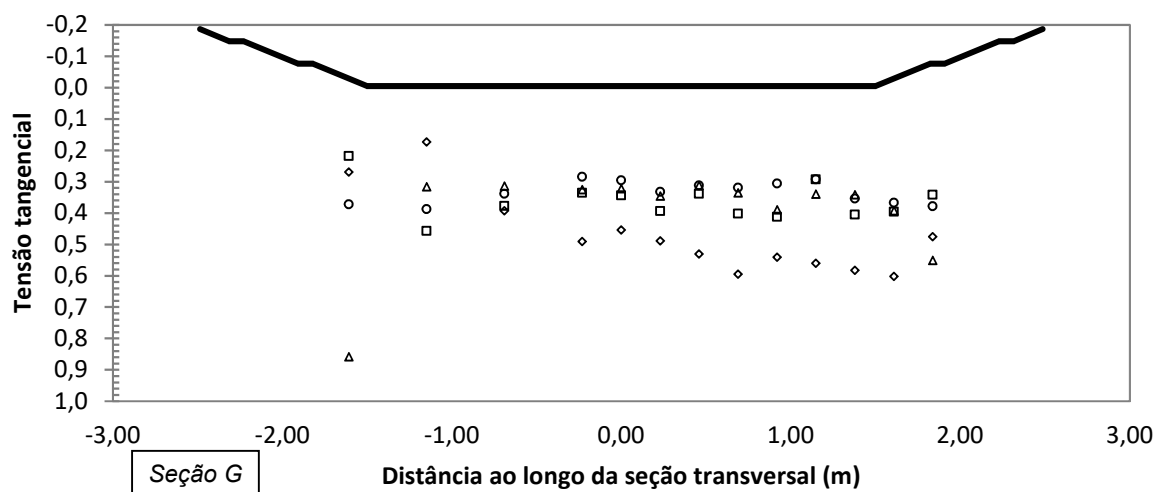
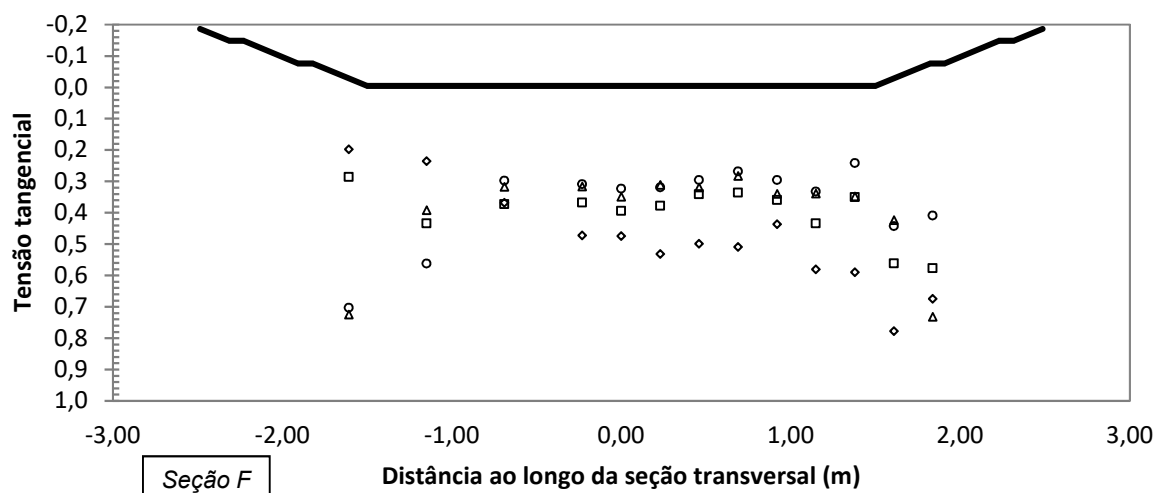
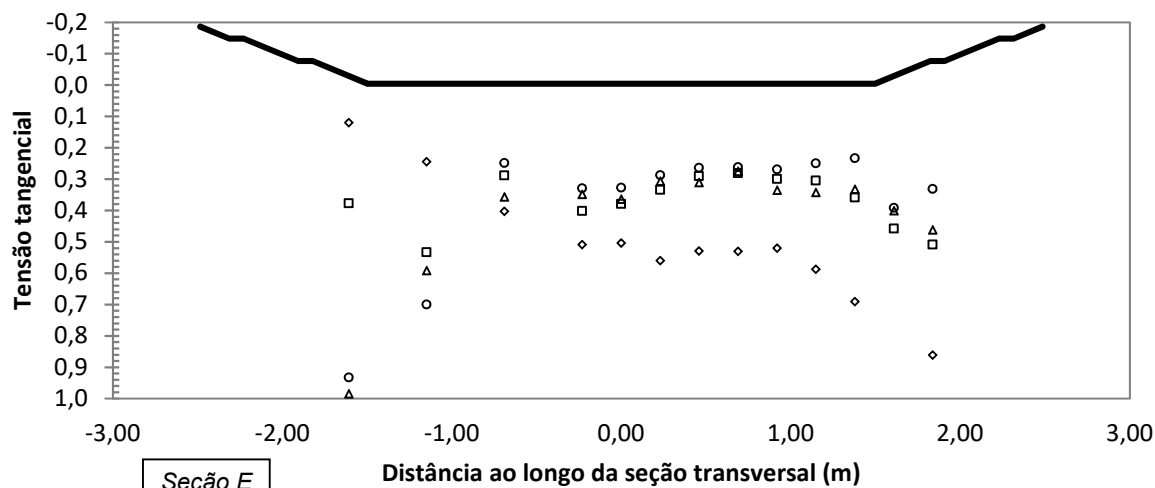


FIGURA 4.25 – COMPARAÇÃO ENTRE OS MÉTODOS DE DETERMINAÇÃO DAS TENSOES TANGENCIAIS (continuação)

Não é simples definir qual método apresenta os melhores resultados. Idealmente, seria necessário comparar os valores com uma medição direta da tensão tangencial.

Os gráficos apresentados (Figuras 4.26 a 4.28) indicam a relação entre os resultados obtidos. É possível verificar que o método do perfil logarítmico apresentou os maiores valores de tensão tangencial e o método da energia cinética turbulenta, os menores.

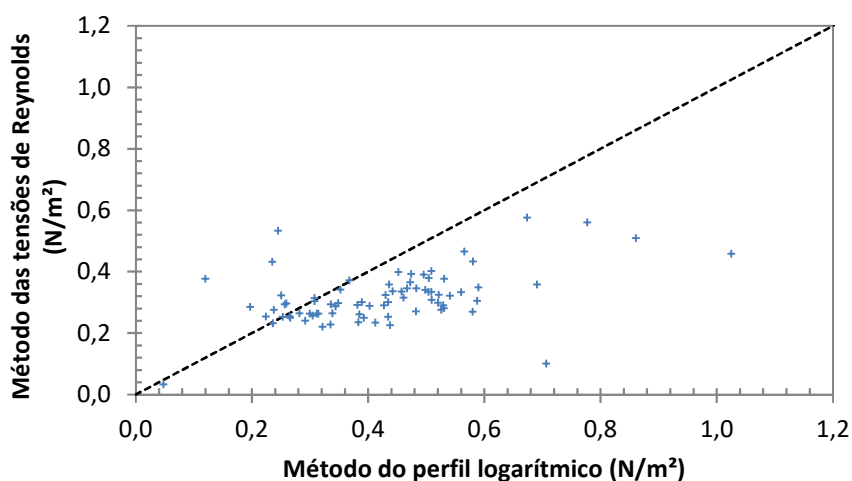


FIGURA 4.26 - COMPARAÇÃO ENTRE OS MÉTODOS DO PERFIL LOGARÍTMICO E DAS TENSÕES DE REYNOLDS

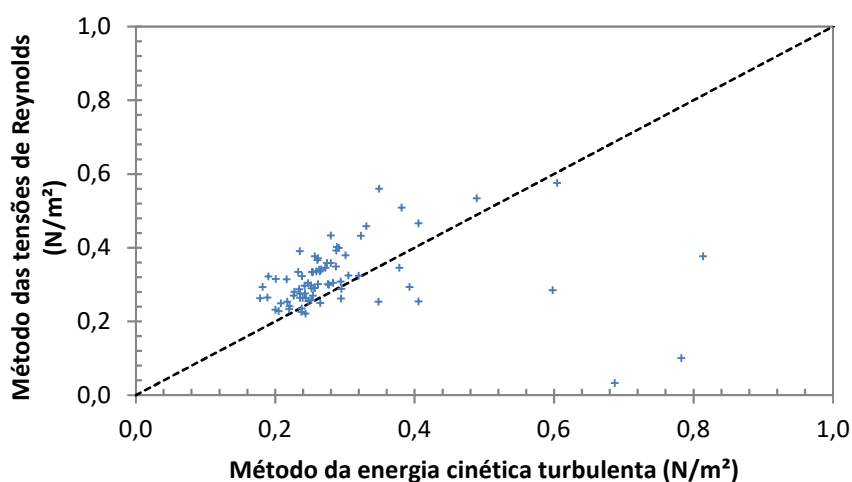


FIGURA 4.27 - COMPARAÇÃO ENTRE OS MÉTODOS DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E DAS TENSÕES DE REYNOLDS

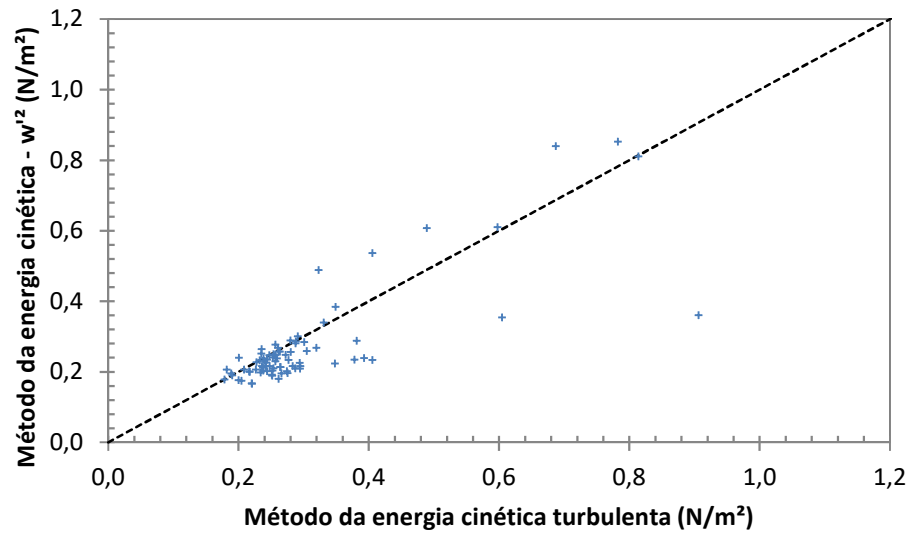


FIGURA 4.28 – COMPARAÇÃO ENTRE O MÉTODO DA ENERGIA CINÉTICA TURBULENTA E SUA VARIAÇÃO (CONSIDERANDO APENAS w'^2)

Os métodos baseados na energia cinética turbulenta apresentaram uma correlação boa, visto que existe de fato uma relação entre w'^2 e TKE (Figura 4.22).

5 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

Neste trabalho foram investigadas as características do escoamento em um canal em curva de seção trapezoidal. O canal foi construído no Cehpar (Centro de Hidráulica e Hidrologia Prof. Parigot de Souza) considerando um trecho composto por quatro curvaturas, conforme apresentado na Figura 3.1.

As condições gerais do escoamento em curvas, tais como superelevação, zonas de separação e formação de vórtices, observadas em trabalhos anteriores (Rozovskii, 1957; Ippen *et al*, 1962), também ocorreram no escoamento no canal experimental. Tais características do escoamento são causadas pelo efeito da força centrífuga e, portanto, são dadas em função da curvatura do canal. A superelevação foi observada junto à margem externa da curvatura, onde o escoamento tem velocidade reduzida e ocorrem zonas de separação do escoamento.

As medições de velocidade realizadas com equipamento ADV, em diversas posições ao longo do canal, permitiram avaliar a distribuição de velocidades e parâmetros turbulentos.

Os campos de velocidades apresentados nas Figuras 4.4 a 4.10 indicam que a componente de velocidade u (medida na direção do alinhamento do canal) é predominante, embora as componentes transversais e verticais tenham influência no escoamento. A presença de correntes secundárias foi observada através das velocidades transversais em sentidos opostos junto ao fundo e próximo à superfície.

As intensidades de turbulência apresentadas na Figura 4.12 indicam que existe um padrão nas distribuições, embora, seja necessário avaliar uma região mais abrangente do canal para determinar tal padrão e considerar diversos fatores que possam influenciar os perfis de intensidade de turbulência (raio da curvatura, largura do canal, inclinação dos taludes, separação do escoamento, etc.).

As distribuições das tensões de Reynolds e da energia cinética turbulenta, apresentadas nas Figuras 4.16 e 4.19, respectivamente, fornecem informações relevantes sobre a interação do escoamento, como a presença de correntes

secundárias, aumento da tensão turbulenta ao longo da curva e aumento da energia cinética na região de separação do escoamento.

A distribuição de tensões tangenciais no canal mostrou zonas mais solicitadas junto à seção E, na região da margem direita, equivalente à margem interna da curva 2. A explicação é dada pela incapacidade do escoamento, que se movia em direção ao centro do canal ao longo da curva 1, de lidar com a variação de direção do canal devido a sua inércia. Desta forma, o escoamento se concentrou junto à margem direita. Este comportamento do escoamento causou um aumento adicional na tensão tangencial que era esperada junto à margem interna da curva 2.

Esse resultado é coerente com os trabalhos desenvolvidos por Ippen *et al.* (1962), relacionados à tensão tangencial em canais com curvas reversas. De acordo com os pesquisadores, o escoamento em uma sequência de curvas gera regiões de alta tensão tangencial e zonas de separação do escoamento. Porém, a variação na direção da curvatura pode aumentar tais efeitos.

Os métodos do perfil logarítmico e das tensões de Reynolds foram capazes de identificar as zonas de maiores tensões tangenciais adequadamente. Porém o método da energia cinética turbulenta pode induzir a erros ao considerar o maior valor de TKE, visto que em determinados locais o aumento de turbulência não corresponde a um aumento de tensão tangencial (junto à curvatura externa, por exemplo, onde a alta energia cinética turbulenta é causada pela separação do escoamento na curvatura externa). Este método necessita de uma avaliação adequada das constantes de proporcionalidades, de uma melhor determinação sobre a posição vertical a ser considerada para realizar a medição de velocidades e da análise específica sobre onde o aumento de turbulência corresponde a um aumento de tensão tangencial.

As regiões mais solicitadas pelo canal coincidiram com as zonas de maior velocidade ao longo do canal.

REFERÊNCIAS

ANWAR, H. O. Turbulent structure in a river bend. **J. Hydraulic. Eng.**, v 112, n 8, p. 657-699, 1986.

BABAEYAN-KOOPAEI, K.; ERVINE, D. A.; CARLING, P. A.; CAO, Z. Velocity and turbulence measurements for two overbank flow events in River Severn. **J. Hydraul. Eng.**, v 128, p. 891-900, 2002.

BATHURST, J. C.; THORNE, C. R.; HEY, R. D. Secondary flow and shear stress at river bends. **J. Hydraul. Eng.**, v 105, p. 1277-1295, 1979.

BEDFORD, K. W. Spectra preservation capabilities of great lakes transport models. In: FISCHER, H. B.(Ed.). **Transport models for inland and coastal waters**. New York: Academic Press, 1981. p. 172-221.

BIRON, P. M.; ROBSON, C.; LAPOINTE, M. F.; GASKIN, S. J. Comparing different methods of bed shear stress estimates in simple and complex flow fields. **Earth Surf. Process. Landforms**, v 29, p. 1403-1415, 2004.

BLANCKAERT, K.; DE VRIEND, H. J. Secondary flow in sharp open-channel bends. **J. Fluid Mech.**, v 498, p. 353-380, 2004.

BLANCKAERT, K.; GRAF, W. H.; Mean flow and turbulence in open-channel bend. **J. Hydraul. Eng.**, v 127, n 10, p. 835-847, 2001.

BRADSHAW, P. **An introduction to turbulence and its measurement**. Oxford: Pergamon Press, 1971.

CEBECI, T.; SMITH, A. M. O. **Analysis of turbulent boundary layers**. New York: Academic Press, 1974.

DA VINCI, L. {sem título}. 1510. 1 ilustração, desenho a tinta, 15,4 x 21,7 cm. Royal Collection Trust, Londres

DAILY, J. W.; HARLENAN, D. R. F. **Fluid Dynamics**. Reading: Addison-Wesley, 1966.

DETERT, M. **Hydrodynamics processes at water-sediment interface of streambeds**. 153 p. Tese (Doutorado em Engenharia) – Departamento de Engenharia Civil, Geociências e Ciências Ambientais, Universidade Fridericana, Karlsruhe, 2008.

DEWAN, A. **Tackling turbulence flows in Engineering**. Berlin: Springer, 2011.

ECKE, R. The turbulence problem: An experimentalist's perspective. **Los Alamos Science**, v 29, p. 124-135, 2005.

DUTTA, S; FYTANIDIS, D. K.; SANTACRUZ, S. S.; WARATUKE, A. **Identification of potential high shear stress zones in the 16 km-long diversion channel of Belo Monte Hydroelectric Project using multiple 3-Dimensional numerical models**. Ven Te Chow Hydrosystems Laboratory, 2013, 66 p. Technical Report,

FERRO, V. ADV measurements of velocity distributions in a gravel-bed flume. **Earth Surf. Process. Landforms**, v 28, p. 702-722, 2003.

GARCÍA, M. H. Sediment transport and morphodynamics. In: GARCÍA, M. H. (ed.) **Sedimentation Engineering: Processes, measurements, modeling and practice**. Reston: ASCE, 2008. p. 21-163.

GRAF, W. H. **Fluvial Hydraulics**: Flow and transport processes in channels of simple geometry. Chichester: Wiley, 1998.

HEATHERSHAW, A. D.; SIMPSON, J. H. The sampling variability of the Reynolds stress and its relation to boundary shear stress and drag coefficient measurements. **Estuarine and Coastal Marine Science**, v 6, p. 263-274, 1978.

HENDERSON, F. M. **Open channel flow**. New York: MacMillan, 1966.

HINZE, J. O. **Turbulence**: An introduction to its mechanism and theory. New York: McGraw-Hill, 1959.

IPPEN, A. T.; DRINKER, P. A.; JOBIN, W. R.; SHEMDIN, O. H. **Stream dynamics and boundary shear distributions for curved trapezoidal channels**. National Agricultural Library, 1962. 81 p. Report.

JULIEN, P. Y. **Planform geometry of meandering alluvial channels**. Fort Collins: Colorado State University, 1985. 49 p. Report.

KIM, S.-C.; FRIEDRICHS, C. T.; MAA, J. P.-Y.; WRIGHT, L. D. Estimating bottom stress in tidal boundary layer from acoustic Doppler velocimeter data. **J. Hydraul. Eng.**, v 126, p. 399-406, 2000.

KNIGHT D. W.; SHIONO, K. Turbulence measurements in a shear layer region of a compound channel. **J. Hyd. Research**, v 28, p. 175-196, 1990.

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M. **Fluid Mechanics**. 2 ed. San Diego: Academic Press, 1990.

LOHRMANN, A.; CABRERA, R.; KRAUS, N. C. Acoustic-Doppler Velocimeter (ADV) for laboratory use. Fundamentals and Advancements in Hydraulic Measurements and Experimentation, 1994, Buffalo. **Proceedings...** ASCE, 1994. p 351-365.

LUMLEY, J. L. Some comments on turbulence. **Phys. Fluids A**, v 4, p. 203-211, 1992.

MONTES, S. **Hydraulics of open channel flow**. Reston: ASCE, 1998.

NEZU, I; NAKAGAWA, H. **Turbulence in open-channel flows**. Rotterdam: A. A. Balkema, 1993.

NIKORA, V.; GORING, D. Flow turbulence over fixed and weakly mobile gravel beds. **J. Hydraul. Eng.**, v 126, p. 679-690, 2000.

NOSS, C.; SALZMANN, T; STORCHENEGGER, I. Turbulent and advective momentum fluxes in streams. **Water Resources Research**, v 46, p 1-13; 2010.

POPE, S. B. **Turbulent Flows**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000.

RICHARDSON, E. V.; SIMONS, D. B.; LAGASSE, P. F. **River engineering for highway encroachments**. Washington: FHWA, 2001.

ROSMAN, P. C. Modelos de circulação em corpos d'água rasos. In: SILVA, R. C. V. (Ed.). **Métodos numéricos em Recursos Hídricos**. Rio de Janeiro: ABRH, 1989. p. 155-221.

ROY, A. G.; BIRON, P.; DE SERRES, B. On the necessity of applying a rotation to instantaneous velocity measurements in river flows. **Earth Surface Processes and Landforms**, 21, p. 817-827, 1996.

ROZOVSKII, I. L. **Flow water in bends of open channels**. Kiev: Academy of Sciences of the Ukrainian SSR, 1957

RUSELLO, P. J. **A practical primer for pulse coherent instruments**. Boston: Nortek, 2009. 12 p. Technical Note.

SCHLICHTING, H. **Boundary-Layer Theory**. 7. Ed. New York: McGraw-Hill, 1979.

SONTEK. **Acoustic Doppler Velocimeter Technical Documentation**. San Diego: SonTek/YSI Inc., 2001

STONE, M. C. **Natural stream flow fields: measurements and implications for periphyton**. 201 p. Tese (Doutorado em Engenharia Civil) – Departamento de Engenharia Civil e Engenharia Ambiental, Universidade do Estado de Washington, Pullman, 2005. 132 p. Research.

SUKHODOLOV, A.; THIELE, M; BUNGARTZ, H. Turbulence structure in a river reach with sand bed. **Water Resources Research**, v 34, p. 1317-1334, 1998.

TENNEKES, H.; LUMLEY, J. L. **A first course in turbulence**. Cambridge: MIT Press, 1972.

TILSTON, M. **Three-dimensional flow structure, turbulence and bank erosion in a 180° meander loop**. 201 p. Dissertação (Mestrado em Geografia) – Departamento de Geografia, Universidade de Montréal, Montréal, 2005.

TOMINAGA, A.; NEZU, I; EZAKI, K; NAKAGAWA, H. Three-dimensional turbulent structure in straight open channel flows. **J. Hydraulic Res.**, v 27, p. 149-173, 1989

URSIC, M. E.; THORNTON, C. I.; COX, A. L.; ABT, S. R. Quantification of shear stress in a meandering native topographic channel using a physical hydraulic model. Fort Collins: Colorado State University, 2012.

WAHL, T. L. Analysing ADV data using WinADV. Joint Conference on Water Resource Engineering and Water Resources Planning and Management, 2000, Minneapolis.

Proceedings... ASCE, 2000,

YANG, S.; CHOW, A. T. Turbulence structures in non-uniform flows. **Advances in Water Resources**, v 31, p. 1344-1351, 2008.

YUE, W.; MENEVEAU, C.; PARLANGE, M. B.; ZHU, W.; VAN HOUT, R.; KATZ, J. A comparative quadrante analysis of turbulence in a plant canopy. **Water Resources Research**, v 43, p. 1-14, 2007.

ANEXO A - VELOCÍMETRO ACÚSTICO DOPPLER (ADV)

Para medição de velocidades foi utilizado um velocímetro acústico Doppler (*Acoustic Doppler Velocimeter* - ADV), da marca SonTek, capaz de obter dados de velocidade em três dimensões. O princípio de funcionamento do ADV está baseado na medição da velocidade do movimento das partículas presentes na água através do efeito Doppler.

O uso do efeito Doppler para medição de velocidades fornece várias vantagens: precisão, rapidez, medições tridimensionais em um volume de amostra afastado, operação simples, determinação direta de parâmetros de turbulência. (SonTek, 2001)

Assim, equipamentos ADV podem cumprir o papel de outros medidores, incluindo anemômetros hot-film, medidores eletromagnéticos, velocímetros laser-Doppler. (Wahl, 2000)

Um medidor ADV é composto por três elementos principais: sonda, módulo de condicionamento de sinal e módulo de processamento de sinal (Figura A.1). A sonda é anexada ao módulo de condicionamento de sinal, sendo conectados ao módulo processador a partir de um cabo blindado.

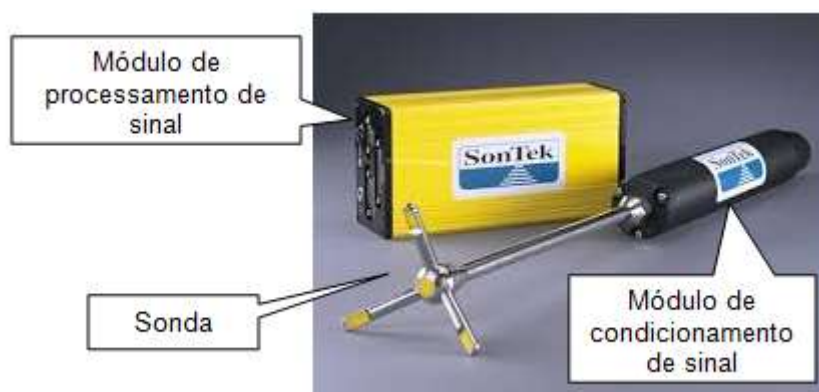


FIGURA A.1 – EQUIPAMENTO ADV DA MARCA SONTEK
FONTE: SONTEK (2001)

A Figura A.2 mostra uma sonda modelo 10-MHz.

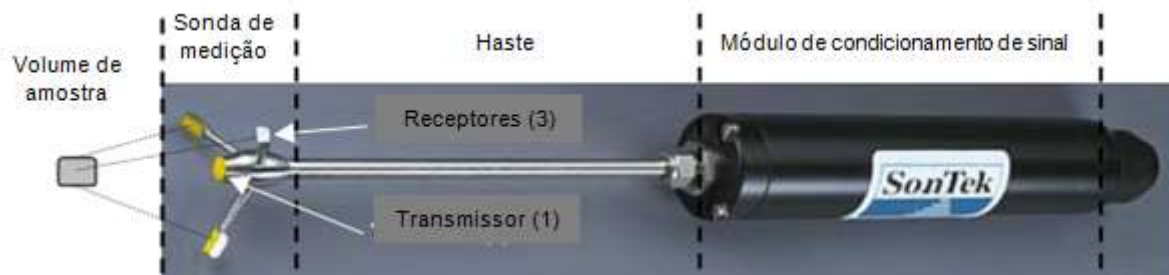


FIGURA A.2 – VISÃO GERAL DA SONDA 10-MHz DA MARCA SONTEK
FONTE: SONTEK (2001)

O ADV foi desenvolvido em 1992 a pedido do *U. S. Army Engineer Waterways Experimental Station* para satisfazer a necessidade em obter medições tridimensionais precisas de escoamentos em modelos físicos. (Lohrmann *et al.*, 1994)

Desde sua introdução, em 1993, o equipamento se tornou uma ferramenta valiosa para uso em laboratórios e investigações em campo em canais, rios, reservatórios, oceanos. (Wahl, 2000)

Os itens descritos a seguir apresentam princípios de operação e especificações do ADV.

PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO

O ADV mede a velocidade do escoamento a partir do efeito Doppler. O transdutor transmissor gera um pulso de som a uma frequência conhecida que propaga no fluido. Quando o pulso passa pelo volume de amostragem, a energia acústica é refletida em todas as direções por partículas de matéria (sedimentos, pequenos organismos, etc.). Parte da energia refletida retorna para os transdutores receptores, onde é amostrada pelo equipamento e processada eletronicamente a partir da mudança de frequência. (Lohrmann *et al.*, 1994)

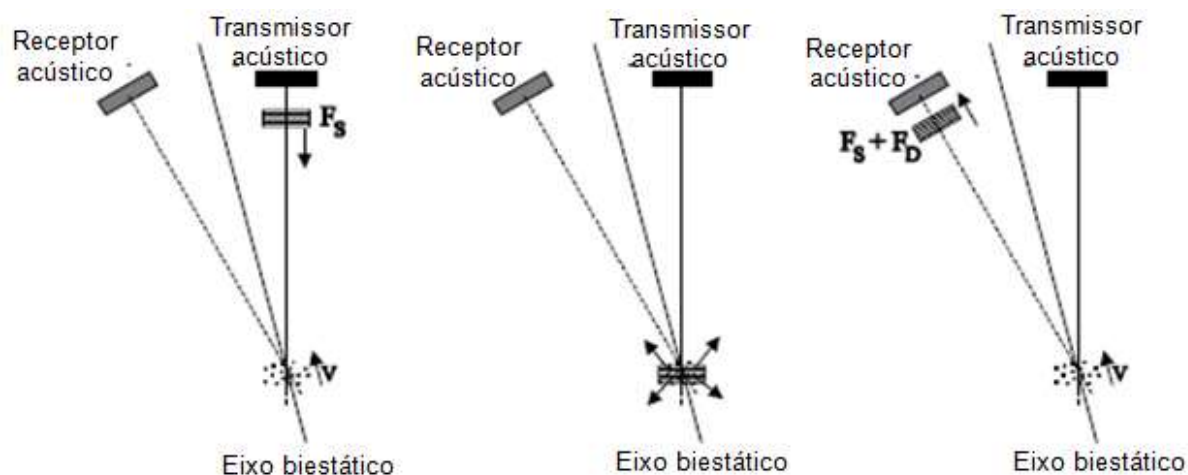


FIGURA A.3 – PRINCÍPIO DE OPERAÇÃO DO ADV
FONTE: SONTEK (2001)

O princípio de operação baseado no efeito Doppler é apresentado na Figura A.3, onde F_s indica a frequência de som transmitida, F_D a alteração na frequência recebida (efeito Doppler), V a velocidade da fonte em relação ao receptor.

VOLUME DE AMOSTRA

Os transdutores da sonda são montados de forma que seus feixes interceptem-se em um volume de água localizado a certa distância. Esta intersecção determina a localização do volume de amostra (o volume de água no qual as medições foram realizadas).

O volume de amostra do ADV é definido por quatro fatores, conforme indicado na Figura A.4: padrão do feixe transmitido, padrão do feixe recebido, comprimento do pulso transmitido e comprimento da janela de recepção (período de tempo de amostragem do sinal recebido).

O volume de amostra do ADV não possui limites horizontais precisos, sendo simplificada como um cilindro, cujo raio é baseado no tamanho do transdutor transmissor.

A extensão vertical é definida pela convolução do comprimento do pulso com a janela de recepção e, como esses dois fatores são controlados pelo software do equipamento, a altura do volume de amostra é exata.

O equipamento utilizado (sonda modelo 10-MHz) possui um volume de amostra igual a $0,25 \text{ m}^3$, equivalente a um cilindro com 9 mm de altura e diâmetro igual a 6 mm. O centro do volume de amostra se localiza a 5 cm da transdutor transmissor.

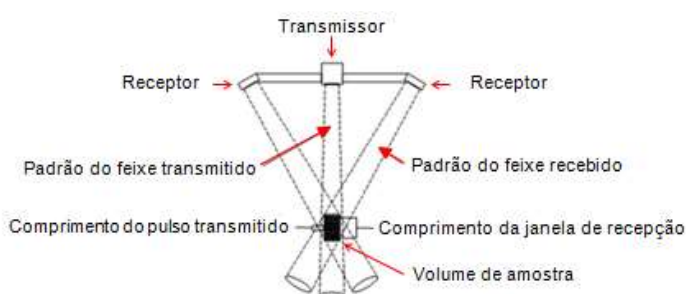


FIGURA A.4 – DEFINIÇÃO DO VOLUME DE AMOSTRA DO ADV

FONTE: Adaptado de SONTEK (2001)

A localização do volume de amostra em relação ao contorno é dada pelo seu centro vertical. Por exemplo, caso o equipamento indique que o volume de amostra está localizado a 2 cm do contorno, então a borda inferior do volume de amostra está a aproximadamente $(2 \text{ cm} - 0,45 \text{ cm}) \approx 1,5 \text{ cm}$ do contorno, conforme indicado na Figura A.5.

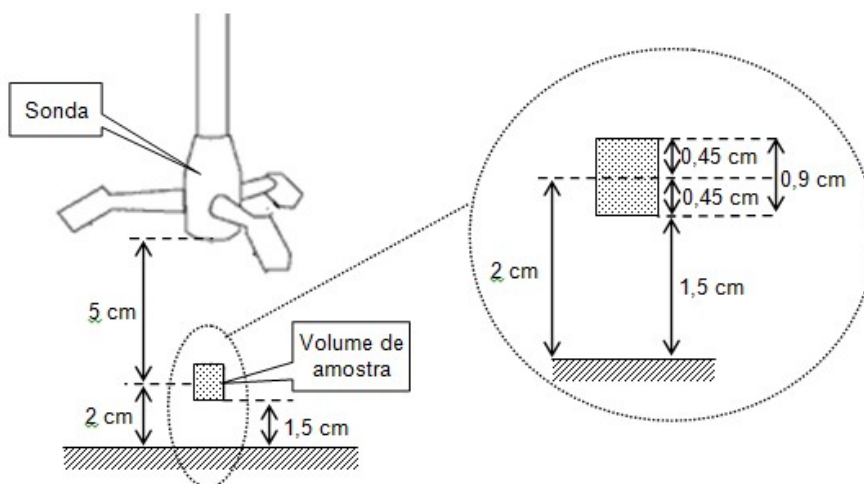


FIGURA A.5 – LOCALIZAÇÃO DO VOLUME DE AMOSTRA

ARMAZENAMENTO DE DADOS

O ADV armazena nove dados para cada amostra:

- a) Velocidade em cada direção;
- b) Força do sinal em cada receptor;
- c) Correlação em cada receptor.

Os aspectos da operação do ADV que afetam a qualidade dos dados de velocidades (faixa de velocidade, taxa de amostragem, ruído Doppler) e os valores de força do sinal e correlação usados para monitorar a qualidade dos dados são discutidos nos itens seguintes.

Velocidade

Os dados de velocidade reportados pelo ADV são apresentados em um sistema de coordenadas cartesianas relativas à orientação da sonda, conforme indicado na Figura A.6.

Cada componente de velocidade é determinado a partir de uma combinação das medições feitas pelos transdutores receptores.

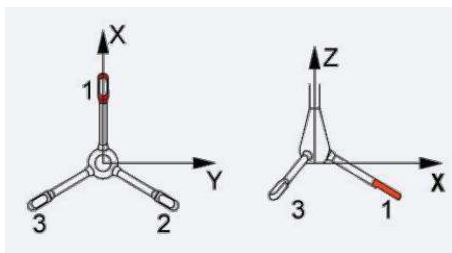


FIGURA A.6 – SISTEMA DE COORDENADAS CARTESIANAS DO ADV
FONTE: RUSSELLO (2009)

Para garantir a orientação correta da sonda, o ADV foi instalado sobre uma barra implantada transversalmente ao eixo longitudinal do canal. Desta forma, o

sistema de coordenadas local para cada medição foi referenciado conforme apresentado na Figura A.7.

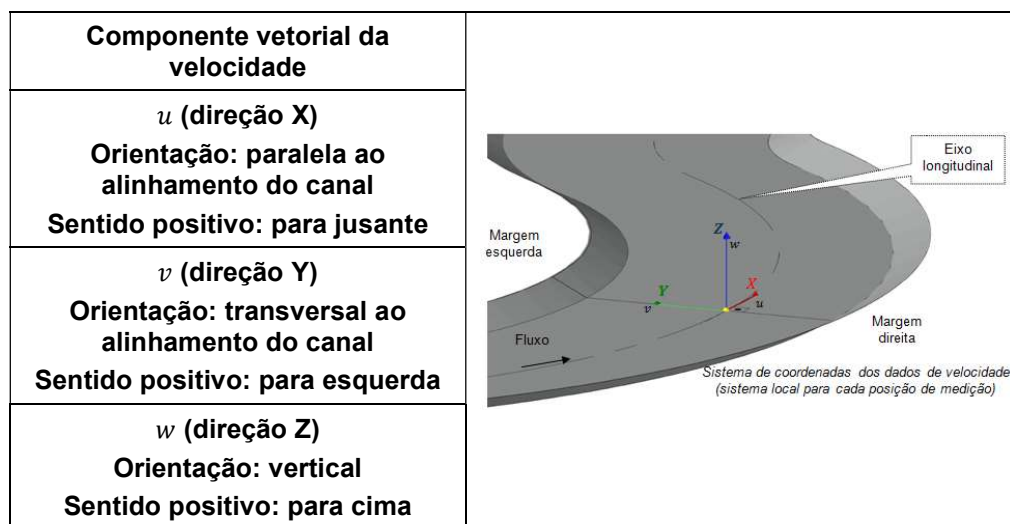


FIGURA A.7 – SISTEMA DE COORDENADAS DOS DADOS DE VELOCIDADE

A qualidade dos dados de velocidade armazenados pelo equipamento depende de algumas definições impostas pelo usuário, tais como: faixa de velocidade, taxa de amostragem e ruído Doppler.

Faixa de velocidade

A faixa de velocidade ajustada para o ADV determina a velocidade máxima que pode ser medida pelo instrumento. Em geral, é escolhida a menor faixa que cobrirá a velocidade máxima esperada durante o experimento, pois o ruído gerado pelo equipamento é proporcional à faixa de velocidade (quanto maior a faixa de velocidade, maior o ruído).

A Tabela A.1 indica as velocidades máximas que podem ser lidas para cada faixa de velocidade do equipamento para os casos de escoamento puramente horizontais ou puramente verticais.

Em escoamentos turbulentos, o ADV pode mostrar valores de correlação baixos que indicam um aumento do ruído nas medições de velocidade. O nível de ruído, nestes casos, pode ser reduzido aumentando a faixa de velocidade.

Desta forma, considerando as máximas velocidades esperadas e a turbulência do escoamento, os experimentos foram realizados para a faixa de velocidade de ± 100 cm/s.

TABELA A.1 – FAIXAS DE VELOCIDADE DO ADV

FONTE: SONTEK (2001)

Faixa de velocidade	Velocidade horizontal máxima	Velocidade vertical máxima
± 3 cm/s	± 30 cm/s	± 8 cm/s
± 10 cm/s	± 60 cm/s	± 15 cm/s
± 30 cm/s	± 120 cm/s	± 30 cm/s
± 100 cm/s	± 300 cm/s	± 75 cm/s
± 250 cm/s	± 360 cm/s	± 90 cm/s

Taxa de amostragem

O ADV foi projetado para medir a velocidade da maneira mais rápida possível. Cada medição de velocidade nas três direções é denominada “*ping*”. O ADV realiza de 150 a 250 *pings* por segundo (o valor depende dos ajustes de velocidade impostos).

O ruído em um único *ping* é muito alto, por isso, o ADV avalia vários *pings* para reduzir o nível de ruído em cada amostra de velocidade. O número de *pings* avaliado varia com a taxa de amostragem. Para uma taxa de 25 Hz (valor utilizado neste estudo), o equipamento coleta o maior número de *pings* possível em um período de 0,040 s, avalia tais valores e retorna a sua média.

Reduzir a taxa de amostragem diminui o ruído em cada amostra, porque o número de *pings* avaliado aumenta.

Ruído Doppler

Todos os sistemas baseados no princípio do efeito Doppler possuem uma medida de ruído inerente ao equipamento. Este ruído, chamado de ruído Doppler, é resultado dos processos físicos pelos quais as ondas de som são dispersas pelas partículas presentes na água.

O ruído Doppler para medições de velocidades horizontais é estimado em 1% da faixa de velocidade para a taxa de amostragem de 25 Hz, ou seja, para a faixa de velocidade de ± 100 cm/s, o ruído Doppler é da ordem de ± 1 cm/s.

Força do sinal

A força do sinal é uma medida da intensidade do sinal acústico recebida. O ADV indica esta força como uma relação entre o sinal e o ruído, SNR (*Signal-to-noise ratio*), em unidade de decibéis (dB).

A principal função dos dados de intensidade do sinal acústico é verificar se existem partículas sólidas suficientes na água. É necessário que o sinal enviado aos transdutores receptores seja maior que o nível de ruído eletrônico do ambiente. Sem intensidade suficiente, o ADV não é capaz de fazer medições de velocidade precisas. Para medições de alta resolução (taxa de amostragem igual a 25 Hz), o SNR deve ser no mínimo igual a 15 dB.

Coeficiente de correlação

O coeficiente de correlação é uma avaliação direta da qualidade dos dados do ADV. É uma medida de como as partículas dentro do volume de amostra mantêm sua posição em relação uma a outra.

O coeficiente de correlação é expresso em porcentagem, sendo que o valor de 100% indica uma medição confiável, com pouco nível de ruído. Idealmente, os valores de correlação devem estar entre 70 e 100%. Valores menores indicam algum problema (a sonda está fora da água, SNR está muito baixo, entre outros).
